ORSAY
N° d'ordre : 3370

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Sylvie LERAY

QUELQUES ASPECTS DES REACTIONS DE FUSION DANS LES IONS LOURDS : ETUDE DU SYSTEME $^{35}Cl + ^{238}U$

Soutenue le 20 janvier 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	C. DETRAS	
	R. JOLY	Examinateurs
	C. NGÔ	
	M. BARRANCO	

LIBRARY

ORSAY

N° d'ordre : 3370

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Sylvie LERAY

QUELQUES ASPECTS DES REACTIONS DE FUSION DANS LES IONS LOURDS : ETUDE DU SYSTEME $^{35}Cl + ^{238}U$

Soutenue le 20 janvier 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	H. SERGOLLE	Président
	C. DETRAS	Examinateurs
	R. JOLY	
	C. NGÔ	
	M. BARRANCO	

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans le cadre de collaborations du DPh-N-MF de Saclay avec le Max Planck Institut d'Heidelberg pour la partie expérimentale et avec l'Université de Barcelone pour la dernière partie.

Je tiens à remercier en premier lieu C. Ngô qui a dirigé ce travail: ses connaissances et ses conseils m'ont permis de m'initier à la recherche dans les meilleures conditions.

Que C. Grégoire qui m'a fait profiter de son aide et de ses avis soit également très sincèrement remercié.

J'exprime ma profonde reconnaissance à M. R. Joly qui m'a accueillie dans son Service ainsi qu'à M. R. Bergère qui lui a succédé.

Je remercie tout particulièrement M. le Professeur H. Sergolle qui a accepté de présider la Commission d'Examen et M. C. Detraz, M. R. Joly, M. M. Barranco qui la composaient.

La partie expérimentale de ce travail n'aurait pu être réalisée sans les compétences de C. Mazur et M. Ribrag : je les en remercie vivement.

La dernière partie de ce mémoire doit beaucoup au travail de E. Tomasi et M. Barranco, qu'ils en soient profondément remerciés ainsi que X. Viñas et X.S. Chen.

Mes remerciements vont aussi à H. Ho, P. Wurm, G.I. Fan ainsi qu'à tout le personnel du tandem post accéléré du MPI à Heidelberg.

Je ne saurais oublier Mme M. Cauvin qui m'a initiée au fonctionnement du calculateur.

Cette thèse n'a vu le jour que grâce au concours efficace de J. Matuszek pour les figures, Mme C. Burri pour la dactylographie et Mme Chevaux pour le tirage.

Enfin, je tiens à remercier mon ami C. Glattli pour son soutien permanent.

Table des matières

Introduction 1

Chapitre I LES REACTIONS DE FUSION ENTRE LES IONS LOURDS 3

I.1 CARACTERISTIQUES GENERALES DES REACTIONS DE FUSION 3

I.2 PROPRIETES DES SECTIONS EFFICACES DE FUSION 4

I.2.1 Les différentes composantes de la section efficace de fusion 4

1.2.2 Constatations expérimentales 6

a) Distributions angulaires 6

b) Existence de trois régimes différents 6

c) Limitation de la fusion 9

I.3 MODELES DE LA VOIE D'ENTREE 10

I.3.1 Modèle de la distance critique 10

a) Moment angulaire critique 10

b) Fonction d'excitation 11

c) Notion de distance critique 11

1.3.2 Modèles dynamiques 12

a) Modèle de Gross et Kalinowski 14

b) Modèle de Huizenga 16

c) Modèle de l'Extrapush 16

I.4 LE MODELE DE LA FISSION RAPIDE 17

I.4.1 La description dynamique des collisions dissipatives entre ions lourds 20

I.4.2 Confirmations expérimentales de l'existence de la fission rapide 22

a) Les largeurs des distributions de masse 22

b) Les sections efficaces de fusion 24

I.5 LES MODELES DE LA LIGNE YRAST 24

I.5.1 Description du modèle 24

I.5.2 Comparaison aux résultats expérimentaux 26

I.5.3 Ligne Yrast statistique 28

Références du Chapitre I 29

Chapitre II UN EXEMPLE D'EXPERIENCE METTANT EN JEU LE PHENOMENE DE FUSION RAPIDE : LE SYSTEME $^{35}Cl + ^{238}U$ 31

II.1 CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES 31

II.1.1 Choix du système 31

II.1.2 Choix des énergies de bombardement 34

II.1.3 Choix des angle de détection 34

II.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL 34

II.2.1 Cibles 35

II.2.2 Détecteurs 36

a) Mesure de l'énergie 36

b) Mesure du temps de vol 36

c) Moniteurs 37

d) Le détecteur à plaques parallèles 37

II.2.3 Electronique - Acquisition 39

a) Electronique 39

b) Acquisition 40

II.2.4 Etalonnage - Normalisation 40

a) Etalonnage en énergie 40

b) Etalonnage en temps 41

c) Normalisation des sections efficaces 42

II.2.5 Résolution 42

a) En énergie 42

b) En temps 42

c) En masse 42

II.3 ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES 44

II.3.1 Elimination de la fission séquentielle 44

a) Elimination grâce au détecteur à plaques parallèles 44

b) Correction des sections efficaces obtenues lors de la première expérience 48

c) Spectres bidimensionnels 49

II.3.2 Sections efficaces de fragmentation symétrique 51

a) Détermination des sections efficaces 51

b) Incertitudes 51

c) Résultats expérimentaux 52

II.3.3 Largeurs des distributions de masse 53

a) Obtention des largeurs 53

b) Incertitudes 54
c) Correction d'évaporation de neutrons 54
d) Résultats expérimentaux 57

II.4 INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 57
II.4.1 Les sections efficaces de fusion 57
a) Modèle statique 57
b) Modèle dérivé de celui de Gross et Kalinowski 58
c) La fission rapide 59
II.4.2 Les largeurs de distributions de masse 60
a) Valeurs absolues des largeurs 60
b) Evolution de la largeur avec l'énergie d'excitation . 64
i) Influence du moment angulaire par la rigidité du potentiel adiabatique 65
ii) Calcul des largeurs à l'approximation soudaine .. 70
iii) Calcul des largeurs dans le cadre du modèle de la fission rapide 76
c) Variation des largeurs des distributions de masse avec l'angle de détection 82

Références du Chapitre II 88

Chapitre III INTRODUCTION D'UNE DEPENDANCE EN TEMPERATURE DANS LE POTENTIEL D'INTERACTION..... 89

III.1 FORMALISME UTILISE 90
III.1.1 Modèle du gaz de Fermi 90
III.1.2 Formalisme de la densité d'énergie à température finie 92
III.1.3 Choix de la fonctionnelle 92

III.2 GENERATION DES DENSITES 93
III.2.1 Obtention des densités avec le modèle de Thomas Fermi chaud (HTF) 93
III.2.2 Le modèle de Thomas Fermi modifié (MTF) 94
a) Modèle de Thomas Fermi Modifié à température nulle .. 94
b) Généralisation à température finie 96

III.3 CALCUL DU POTENTIEL D'INTERACTION 98
III.3.1 Calcul du potentiel total d'interaction 98
III.3.2 Paramétrisation du potentiel nucléaire d'interaction 101

III.4 SECTIONS EFFICACES DE FUSION 101
III.4.1 Calcul des sections efficaces de fusion 101
III.4.2 Résultats 103

III.4.3 Application au système $^{35}Cl + ^{238}U$ 107

Références du Chapitre III 109

CONCLUSION 111

Introduction

Les réactions entre ions lourds sont le plus souvent interprétées de façon classique ou semi-classique. En effet, aux énergies considérées, les longueurs d'onde associées sont très inférieures aux rayons des ions lourds étudiés ; on peut donc distinguer les différents types de réaction par le paramètre d'impact, b, du projectile ou par la valeur ℓ du moment angulaire orbital ; ces deux grandeurs étant reliées par la relation semi-classique

$$\ell \hbar = \mu v b = \hbar k b \qquad (1)$$

μ et v étant respectivement la masse réduite et la vitesse relative.

On peut diviser les réactions nucléaires entre ions lourds en trois grandes catégories (fig. 1) :

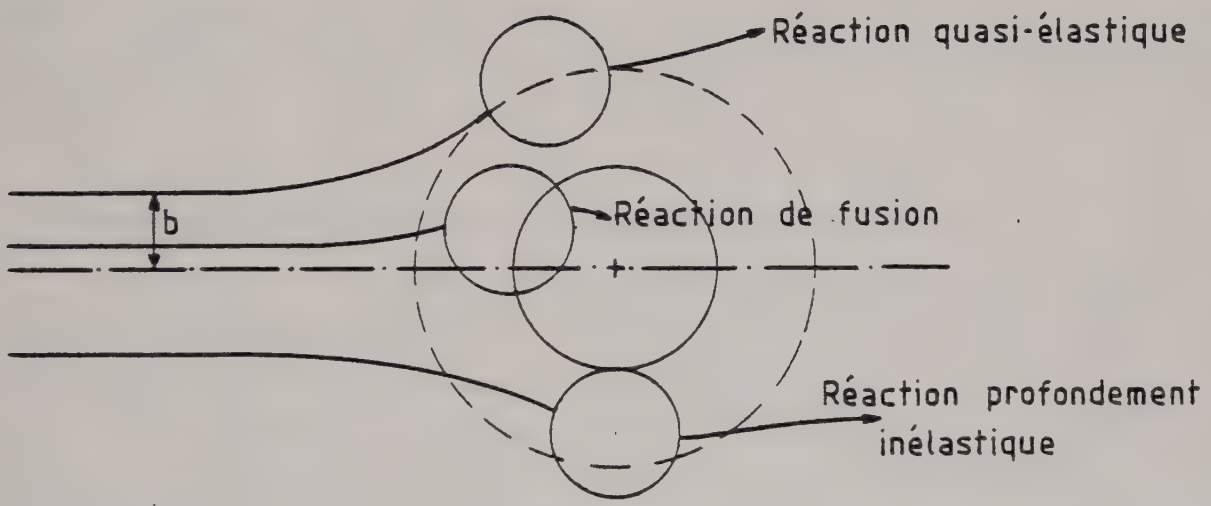


Fig. 1 : *Les différents mécanismes de réactions nucléaires entre ions lourds selon la valeur du paramètre d'impact (b).*

- les réactions quasi élastiques, observées pour les grandes valeurs du paramètre d'impact. Le nombre de nucléons entrant en jeu est faible et l'énergie de la voie d'entrée se conserve à peu près en voie de sortie ;

- les réactions profondément inélastiques, lorsque le paramètre d'impact est suffisamment faible pour qu'il y ait interaction violente entre les ions. Ceux-ci perdent alors une fraction substantielle de leur énergie cinétique mais conservent toutefois à peu près leur masse initiale ;

- les réactions de fusion, lors des collisions presque frontales. Toute l'énergie cinétique de la voie d'entrée est transformée en énergie d'excitation

et en énergie de déformation du système composé des deux noyaux. Il y a réarrangement profond des densités avant désexcitation.

C'est au processus de fusion que nous nous sommes intéressés au cours de ce travail. Après une brève revue de ce que nous savons de ce type de réactions nous en étudierons plus particulièrement deux aspects : dans le Chapitre II nous décrirons une expérience mettant en jeu le système $^{35}Cl + ^{238}U$ et nous l'interprêterons en faisant intervenir le phénomène de fission rapide qui contribue à la section efficace de fusion surtout dans le cas des systèmes lourds. Dans le Chapitre III nous examinerons l'influence de la température sur les sections efficaces de fusion ; la température sera introduite dans le calcul du potentiel d'interaction ion lourd - ion lourd par le formalisme de la densité d'énergie. A température finie. Le cas de la réaction $^{35}Cl + ^{238}U$ sera également considéré.

Chapitre I

LES REACTIONS DE FUSION ENTRE IONS LOURDS

Les réactions de fusion ont suscité beaucoup d'intérêt, ces dernières années, chez les physiciens des ions lourds, et leur étude a été rendue possible grâce à la construction de nouveaux accélérateurs fournissant des projectiles lourds et assez énergétiques. L'une des motivations de ce type d'expérience était la formation des noyaux super-lourds prévus par les théoriciens. Toutes les tentatives de former des noyaux super-lourds se sont jusqu'à présent soldées par un échec mais elles ont permis de déterminer les limites d'existence de ce phénomène hautement dissipatif qu'est la fusion de deux ions lourds et d'en mieux connaître les propriétés.

I.1. CARACTERISTIQUES GENERALES DES REACTIONS DE FUSION

La fusion est le processus induisant le réarrangement le plus violent qu'un système de deux noyaux peut subir. En effet, toute l'énergie cinétique du mouvement relatif de la voie d'entrée est transformée en énergie d'excitation nucléonique et de déformation du système composé. Cette énergie peut se retrouver sous forme de température et sous forme d'énergie rotationnelle collective, les réactions de fusion sont donc tout à fait adaptées à l'étude des noyaux à haute température ou à hauts spins .

Au cours d'une réaction de fusion a lieu un réarrangement complet des densités qui conduit à la formation d'un système composé des deux ions. Tous les nucléons participent au processus et l'énergie d'excitation est partagée entre tous les degrés de liberté intrinsèques. L'équilibre statistique des degrés de liberté intrinsèques est atteint. Deux cas peuvent se présenter, fig. (I.1) :

- le système composé des deux noyaux est un noyau composé (c'est-à-dire un système à un centre ayant atteint l'équilibre statistique) qui peut se désexciter par évaporation de particules et/ou émission de rayons gamma, ou bien par fission symétrique :

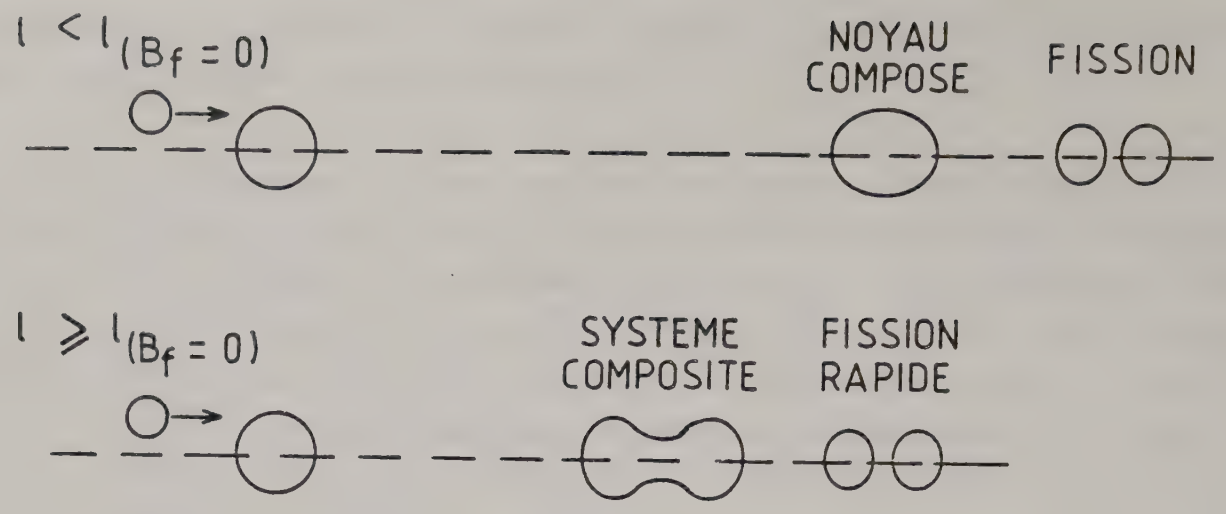


Fig. I.1 : *Pour les systèmes lourds on observe soit la formation d'un noyau composé qui fissionne si $\ell < \ell(B_f = 0)$ soit de la fission rapide si $\ell > \ell(B_f = 0)$.*

- dans le cas des systèmes lourds, pour les ondes partielles dont le moment angulaire ℓ est supérieur à une certaine valeur $\ell(B_f = 0)$, que nous définirons par la suite, des modèles prédisent [1,15] que le système formé par les deux noyaux est un système à deux centres ou système composite qui se désexcite par fission rapide. Le terme fission rapide provient de ce que le temps de réaction est plus court que lors de la formation suivie d'une désexcitation du noyau composé. Ce temps est toutefois beaucoup plus long que les temps caractéristiques des réactions profondément inélastiques :

$$\tau_{p.i} \sim 10^{-21}\text{s}$$
$$\tau_{f.f} \sim 10^{-20}\text{s}$$
$$\tau_{NC} \gtrsim 10^{-20}\text{s} .$$

Dans les deux cas la mémoire de la voie d'entrée est toute ou en grande partie perdue sauf en ce qui concerne l'énergie d'excitation et le moment angulaire, car l'énergie totale et le moment angulaire doivent évidemment obéir aux lois de conservation.

I.2. PROPRIETES DES SECTIONS EFFICACES DE FUSION

I.2.1. Les différentes composantes de la section efficace de fusion

La section efficace de fusion est la somme de deux termes : la section efficace des résidus d'évaporation σ_{RE} et la section efficace de fragmentation symétrique σ_{FS}

$$\sigma_{Fus} = \sigma_{RE} + \sigma_{FS} \qquad (2)$$

qui sont les deux composantes que l'on peut distinguer expérimentalement. Ces

deux termes ont une intensité relative différente selon que les systèmes considérés sont légers ou lourds. Pour ce qui est des systèmes légers, c'est le terme σ_{RE} qui domine : dans le cas des systèmes symétriques, des noyaux provenant de mécanismes de réaction différents (comme les réactions profondément inélastiques) peuvent être mélangés avec les résidus d'évaporation du noyau composé dans les distributions de masse, mais les distributions angulaires et les énergies laboratoires sont différentes et peuvent permettre de séparer les deux phénomènes. Pour les systèmes lourds, au contraire, c'est le terme de fragmentation symétrique qui est le plus important. Il comprend deux contributions différentes : la section efficace de fission du noyau composé σ_{FNC} et la section efficace de fission rapide σ_{FR}

Donc, finalement, la section efficace de fusion s'écrit

$$\sigma_{Fus} = \underbrace{\sigma_{RE} + \overbrace{\sigma_{FNC}}^{\sigma_{FS}}}_{\sigma_{NC}} + \sigma_{FR} \qquad (3)$$

la somme de la section efficace des résidus d'évaporation et de la section efficace de fission du noyau composé constituant la section efficace de formation du noyau composé.

Les diverses contributions à la section efficace de réaction sont présentées sur la figure I.2. en fonction de la valeur du moment angulaire orbital (ou du paramètre d'impact, ce qui est équivalent d'après (1)).

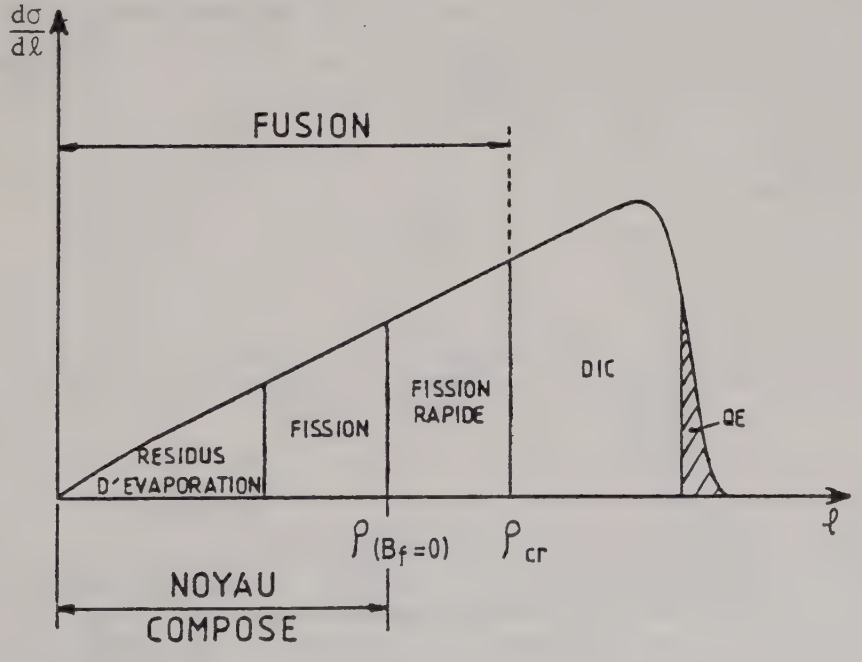


Fig. I.2 : *Les différents mécanismes de réaction suivant la valeur du moment angulaire dans le cadre de l'approximation de coupure franche.*

I.2.2. Constatations expérimentales

a) *Distributions angulaires*

Les sections efficaces de fission du noyau composé sont généralement symétriques par rapport à 90° dans le système du centre de masse et sont maximales dans le plan de réaction. D'autre part, le temps de réaction est suffisamment grand pour que le système puisse tourner plusieurs fois sur lui-même et ainsi perdre le souvenir de sa déflexion initiale. Donc, la désexcitation est isotrope dans le plan de réaction et la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ est proportionnelle à $1/\sin\theta_{cm}$ (θ_{cm} est l'angle dans le système du centre de masse).

Il a été montré dans la réf. [1] que les sections efficaces différentielles dans le cas où l'on observait le phénomène de fission rapide présentaient la même propriété.

En ce qui concerne les sections efficaces des résidus d'évaporation, elles sont en général piquées vers l'avant.

b) *Existence de trois régimes différents*

Les expériences concernant la fusion ont montré qu'il existait trois régimes suivant l'énergie considérée. Ceux-ci sont schématisés sur la fig. I.3, sur laquelle la section efficace de fusion est représentée en fonction de l'inverse de l'énergie dans le système du centre de masse $E_{c.m}$.

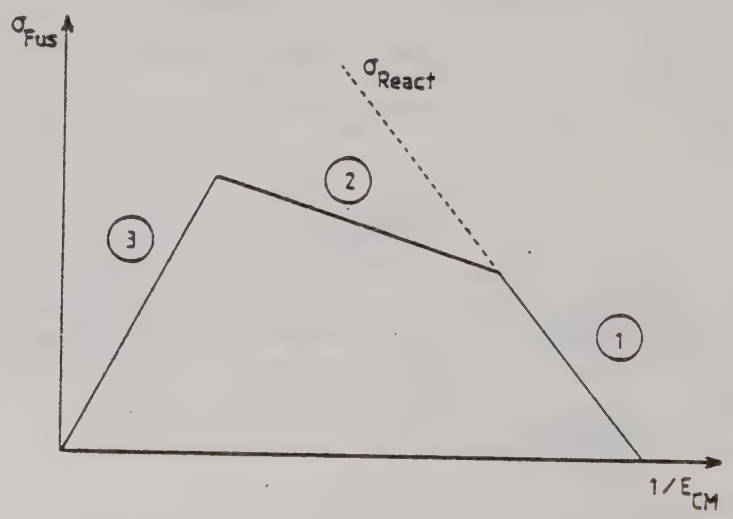


Fig. I.3 : *Les différents régimes dans les réactions de fusion en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse.* $\sigma_{Réac}$ *est la section efficace totale de réaction.*

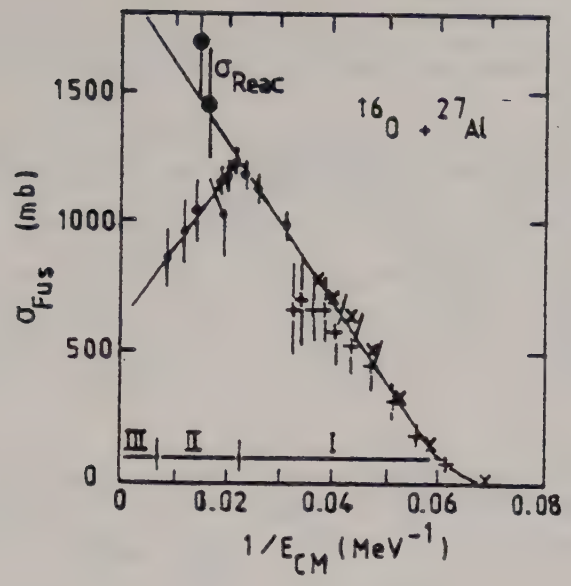


Fig. I.4 : *La section efficace de fusion en fonction de l'inverse de l'énergie dans le système du centre de masse pour le système $^{16}O + ^{27}Al$ et les trois régimes différents. Pour la référence des données, voir réf.* [2]. *La ligne représente un fit par le modèle de la distance critique de la réf.* [3]. *D'après* [10].

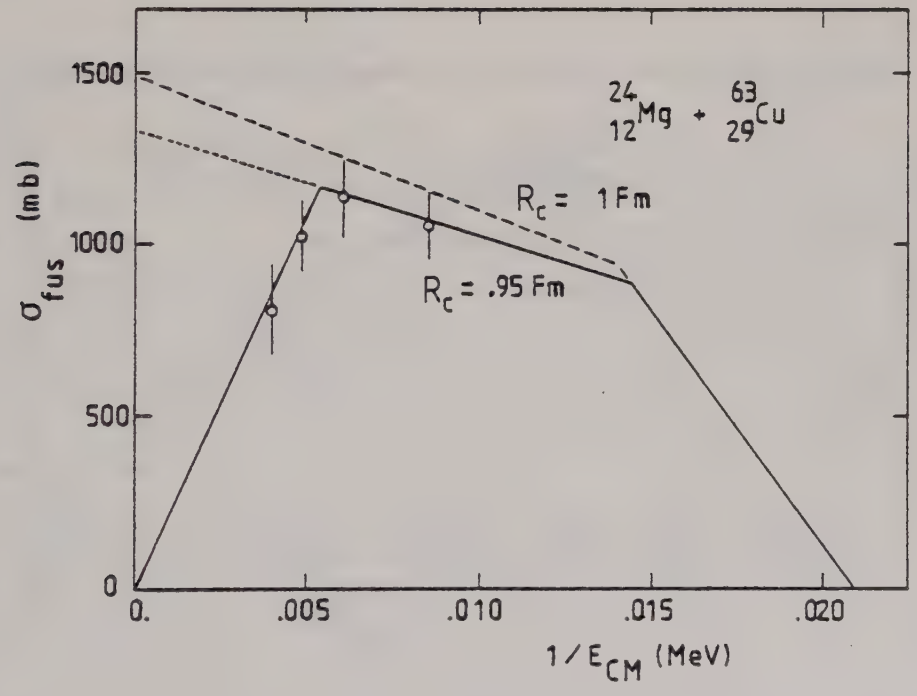


Fig. I.5 : *La section efficace de fusion en fonction de l'inverse de l'énergie dans le système du centre de masse pour le système $^{24}Mg + ^{63}Cu$. Les données expérimentales sont tirées de la réf.* [4]. *Les courbes sont données par le modèle de la distance critique pour deux valeurs différentes du paramètre R_c.*

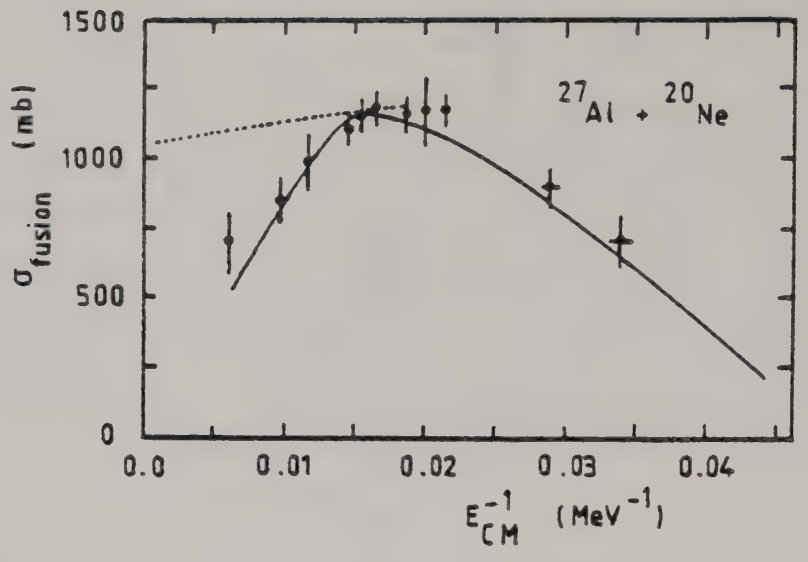


Fig. I.6 : *Id. figure I.5 pour le système $^{27}Al + ^{20}Ne$. Données expérimentales : réf. [5]. La courbe en trait plein représente le modèle de Huizenga. La courbe en pointillés est donnée par le modèle de la ligne Yrast.*

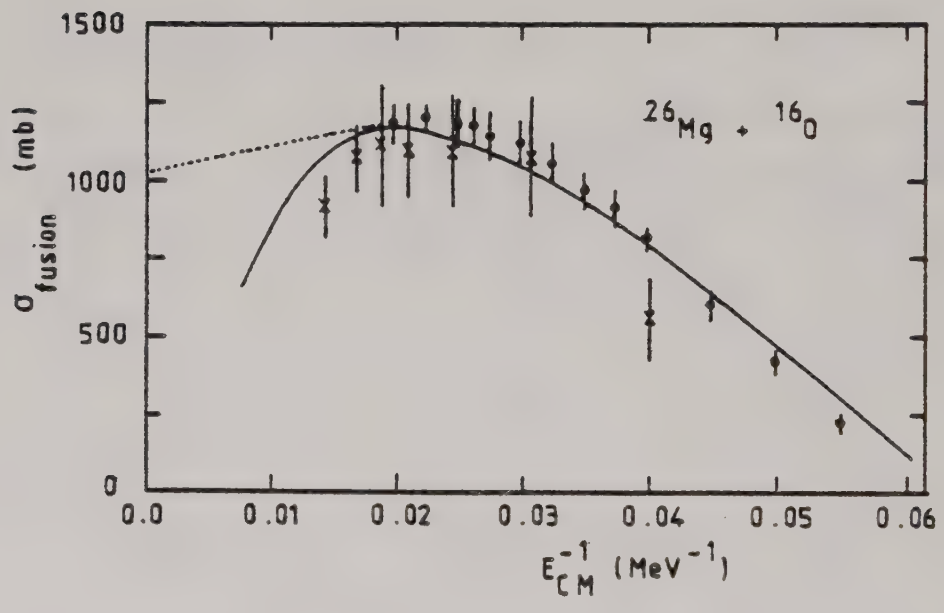


Fig. I.7 : *Id. figure I.6 pour le système $^{26}Mg + ^{16}O$. Données expérimentales : ● réf. [6], ▲ réf. [7].*

- Dans la région (1), c'est-à-dire aux énergies peu élevées au-dessus de la barrière d'interaction, la section efficace de fusion croît linéairement avec $1/E_{cm}$.

- Dans la région (2) la section efficace de fusion est plus petite que l'extrapolation de la courbe précédente. La loi donnant la section efficace σ_{Fus} en fonction de $1/E_{cm}$ est toujours linéaire mais la pente a changé. La rupture de pente est d'autant plus nette que le système est plus léger car,pour ces systèmes,la fusion est pratiquement le seul mécanisme de réaction dissipatif à basse énergie.

- Enfin, il semble qu'à encore plus haute énergie existe un troisième régime (3) pour lequel la section efficace de fusion décroît fortement avec l'énergie ce qui correspond à une saturation du moment angulaire critique.

Quelques exemples illustrant ces différents régimes sont montrés sur les figures I.4 à I.7. L'existence des deux premiers régimes pour la fusion est relativement bien vérifiée expérimentalement sur de nombreux exemples, par contre l'existence du troisième suggérée par l'expérience $^{24}Mg + {}^{63}Cu$ [4] a besoin d'être confirmée par des données supplémentaires.

c) *Limitation à la fusion*

Le rapport de la section efficace de fusion à la section efficace totale dépend fortement du produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques du projectile et de la cible comme on peut le voir sur la figure I.8. En fait, quand le produit $Z_1 Z_2$ est supérieur à 2500-3000 on n'observe plus le phénomène de fusion, ce qui explique pourquoi les tentatives de créer des noyaux superlourds en envoyant des projectiles lourds sur des cibles lourdes ont échoué.

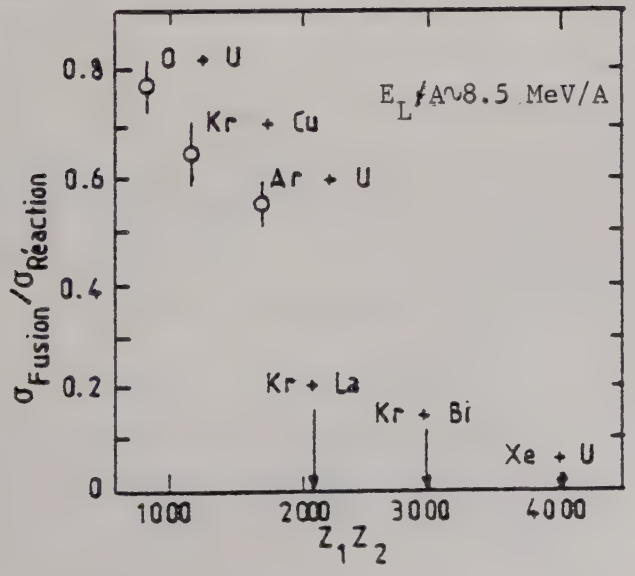


Fig. I.8 : *Rapport de la section efficace de réaction en fonction du produit des charges du projectile et de la cible (d'après la réf. [8]).*

Les constatations expérimentales que nous venons d'énumérer semblent indiquer que ce sont les conditions de la voie d'entrée qui déterminent la valeur de la section efficace de fusion, puisque les paramètres importants sont l'énergie incidente dans le système du centre de masse et le produit des charges du projectile et de la cible ; il semble donc naturel d'essayer d'interpréter la fusion de deux ions lourds avec des modèles dits "de la voie d'entrée".

Une autre explication possible des propriétés des sections efficaces de fusion est la limitation par la ligne Yrast du noyau composé. Ces deux types de modèles vont être examinés dans les prochains paragraphes.

I.3. MODELES DE LA VOIE D'ENTREE

Ils font appel uniquement aux propriétés des ions cible et projectile, à leur potentiel d'interaction et à l'énergie incidente. Ils peuvent être statiques (modèle de la distance critique) ou dynamiques.

I.3.1. Modèle de la distance critique

a) *Moment angulaire critique*

La section efficace de réaction σ_R peut s'écrire sous forme d'un développement en ondes partielles

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=o}^{\infty} (2\ell+1)\ T_\ell \qquad (4)$$

où k est le nombre d'ondes

T_ℓ le coefficient de transmission relatif à l'onde ℓ.

Nous pouvons supposer que la fusion a lieu pour les plus petites valeurs de ℓ puisque, nous l'avons vu, elle ne se produit que pour les faibles paramètre d'impact. L'équation (4) conduit donc à

$$\sigma_{Fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=o}^{\ell_{max}} (2\ell+1)\ T_\ell \ . \qquad (5)$$

De plus, on sait que l'on passe relativement brutalement des réactions de fusion à un autre type de mécanisme, nous pouvons donc faire l'approximation dite "de coupure franche", c'est-à-dire, supposer que

$$T_\ell = 1 \quad \text{pour} \quad \ell \leqslant \ell_{cr}$$

$$T_\ell = 0 \quad \text{pour} \quad \ell > \ell_{cr}$$

donc

$$\sigma_{Fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=o}^{\ell_{cr}} (2\ell+1) = \frac{\pi}{k^2} (\ell_{cr}+1)^2 \ . \qquad (6)$$

Ainsi se trouve défini le moment angulaire critique ℓ_{cr} : c'est le moment angulaire de la dernière onde partielle conduisant à la fusion.

b) *Fonction d'excitation*

On peut maintenant exprimer σ_{Fus} en fonction de l'énergie incidente dans le système du laboratoire $E_{c.m.}$. En effet, on aura fusion tant que l'énergie sera suffisante pour franchir la barrière d'interaction incluant le terme centrifuge. On peut donc écrire

$$E_{c.m} = V(R_B(\ell)) + \frac{\ell_{cr}(\ell_{cr}+1)h^2}{2\mu R_B^2(\ell)} \qquad (7)$$

où

ℓ_{cr} est le moment angulaire critique
$R_B(\ell_{cr})$ est la position de la barrière
$V(R_B)$ est la hauteur de la barrière.

Si on suppose que

$$R_B(\ell) \sim R_B(0) = R_B$$

et que

$$\ell_{cr}(\ell_{cr}+1) \simeq (\ell_{cr}+1)^2$$

on obtient à partir de (6)

$$\sigma_{Fus} = \pi R_B^2 (1 - \frac{V(R_B)}{E_{cm}}) \ . \qquad (8)$$

On trouve donc que σ_{Fus} est une fonction linéaire de $1/E_{c.m}$ ce qui correspond bien à ce que nous avions constaté expérimentalement. L'intersection avec les axes des abscisses et des ordonnées de la courbe $\sigma_{Fus} = f(1/E_{c.m})$ permet de connaître respectivement $V(R_B)$ hauteur de la barrière d'interaction et R_B sa position.

Au contraire, la connaissance du potentiel d'interaction que l'on peut calculer,par exemple,par le formalisme de la densité d'énergie permet de prévoir les sections efficaces de fusion.

c) *Notion de distance critique*

En fait, il apparaît que l'équation (8) ne décrit bien les sections efficaces de fusion qu'à basse énergie (région (1) de la fig. I.3). Galin et al. [9] ont montré qu'on pouvait interpréter les résultats obtenus à plus haute énergie en utilisant une expression du même type que l'équation (8)

$$\sigma_{Fus} = \pi R_c^2 \left(1 - \frac{V_c}{E_{c.m}}\right) \qquad (9)$$

dans laquelle R_c est une distance critique qu'il est nécessaire d'atteindre pour que les deux noyaux puissent fusionner et V_c le potentiel d'interaction pour la distance $R = R_c$. La valeur numérique de R_c a été obtenue en cherchant à reproduire un grand nombre de résultats expérimentaux. La valeur trouvée est

$$R_c \approx 1.0 \ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{fm}. \qquad (10)$$

Toutes les ondes partielles permettant d'atteindre R_c conduisent à la fusion : à basse énergie, pour atteindre R_c; il faut nécessairement passer la barrière d'interaction. Dans ce cas, c'est l'équation (8) qui détermine la section efficace et non l'équation (9) ; à plus haute énergie, du fait du potentiel centrifuge important, une onde peut passer la barrière mais ne pas atteindre R_e puisque R_c est inférieure à R_B. Il faut alors appliquer l'équation (9). Cela décrit donc le changement de pente observé expérimentalement sur les courbes $\sigma_{Fus} = f(1/E_{c.m})$. La notion de distance critique a été retrouvée par Glass et Mosel [3] en appliquant la théorie de Landau-Zener aux croisements de niveaux de particules individuelles dans des cas particuliers.

Il faut cependant noter que la notion de distance critique n'a pas vraiment de signification physique. Ses prédictions sont néanmoins en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les systèmes intermédiaires (fig. I.5 qui montre aussi l'influence du choix du paramètre R_c). Mais elle ne peut prédire le fait que deux ions très lourds ne peuvent pas fusionner. De plus, le troisième régime dû à la saturation du moment angulaire critique n'est pas décrit. Il provient de ce qu'il existe une valeur maximale du moment angulaire pour laquelle le potentiel présente encore une poche. Lorsque l'énergie augmente $\ell_{critique}$ ne peut excéder cette valeur ℓ_{max}. σ_{Fus} décroît donc avec $E_{c.m.}$.

Les modèles utilisant la notion de distance critique peuvent prédire les sections efficaces de fusion assez correctement bien qu'ils soient très schématiques. Mais ils ne peuvent décrire le mécanisme conduisant à la fusion et, en particulier, ils ne prennent pas en compte explicitement le caractère hautement dissipatif du processus de fusion. C'est pourquoi il peut paraître préférable d'utiliser des modèles dynamiques.

I.3.2. Les modèles dynamiques

Avec les modèles dynamiques, il s'agit de calculer les trajectoires classiques en résolvant les équations du mouvement. Ces modèles font intervenir explicitement des forces dissipatives nécessaires pour expliquer le mécanisme de la

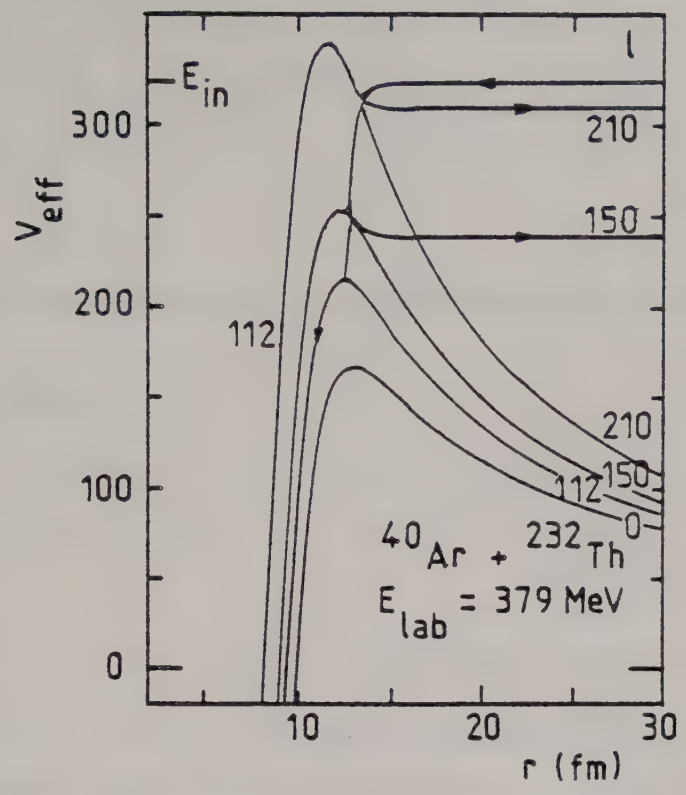


Fig. I.9 : *Potentiel en fonction de la distance séparant les centres des ions pour différentes valeurs du moment angulaire et trajectoires. D'après* [12].

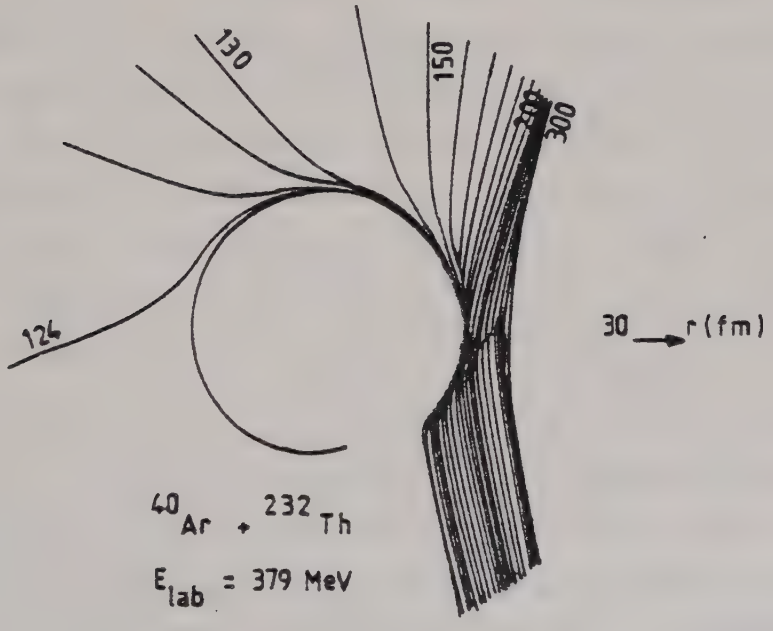


Fig. I.10 : *Trajectoires pour différentes valeurs du moment angulaire. D'après* [12].

fusion. Généralement la fusion est déterminée par le fait que le système (projectile + cible) est "piégé" dans la poche du potentiel de la voie d'entrée. On voit donc tout de suite qu'il ne pourra y avoir fusion que dans la mesure où cette poche existe. La présence d'une poche est liée au moment angulaire et au produit des charges $Z_1 Z_2$ (à cause du terme coulombien devenant dominant pour les systèmes lourds).

Les divers modèles dynamiques diffèrent essentiellement par le choix du potentiel de la voie d'entrée et des termes de friction dans les équations du mouvement ainsi que par le nombre de degrés de liberté considérés. Parmi ces modèles qui ont été abondamment décrits dans la littérature citons ceux de Gross et Kalinowski [11,12], de Birkelund et al. [13], le modèle de l'extrapush [14] et celui décrivant la fission rapide [15,16] sur lequel nous nous attarderons un peu plus.

a) *Le modèle de Gross et Kalinowski [11,12]*

Ce modèle est parmi les modèles dynamiques l'un des plus simples. Il décrit l'évolution des trajectoires classiques des deux ions en présence d'une force de friction. Deux degrés de liberté collectifs sont utilisés : la distance r entre le centre des deux ions et leur angle polaire θ. Les ions sont supposés rester sphériques pendant la collision, le transfert de masse n'est pas pris en compte ; le potentiel d'interaction est la somme d'un terme coulombien et d'un terme nucléaire. Celui-ci est pris comme le potentiel convolué entre les deux ions. Le tenseur de friction est choisi arbitrairement diagonal avec des coefficients qui sont des constantes multipliées par un facteur de forme exprimant le fait que la dissipation d'énergie n'a lieu que dans la région où les deux ions interagissent par forces nucléaires. Les constantes C_r et C_θ de friction radiale et tangentielle sont choisies de façon à donner un bon accord avec l'expérience mais sont fixées une fois pour toutes. Ce modèle décrit à la fois les réactions de fusion et les réactions profondément inélastiques. Si nous suivons sur la figure I.9 une trajectoire classique avec un grand moment angulaire ℓ, nous voyons que la trajectoire reste toujours à l'extérieur de la barrière de potentiel effective. Pour un ℓ un peu moins grand, le système atteint la région où la friction se fait sentir ; il y a perte d'énergie dans le mouvement relatif : c'est une réaction profondément inélastique. Quand ℓ est encore plus petit, le système perd de l'énergie avant d'atteindre la barrière effective mais il lui en reste suffisamment pour la surmonter et passer dans la région attractive du potentiel. A cause de sa vitesse radiale accrue, le système perd de plus en plus d'énergie et ne peut ressortir de la région d'interaction : il est capturé, c'est une trajectoire de fusion. Sur la figure I.10, on peut voir une représen-

tation des différentes trajectoires. La dernière valeur de ℓ pour laquelle le système est piégé correspond au moment angulaire critique ℓ_{cr}. Sur la figure I.11, quelques exemples de moments angulaires critiques calculés par ce modèle sont comparés aux résultats expérimentaux. L'accord est généralement assez bon et la dépendance en énergie du moment angulaire critique ℓ_{cr} est en particulier bien reproduite. Ce modèle est cependant un peu trop schématique puisqu'il ne prend pas en considération un paramètre important qui est le transfert de masse, ni les déformations qui sont surtout importantes dans la voie de sortie.

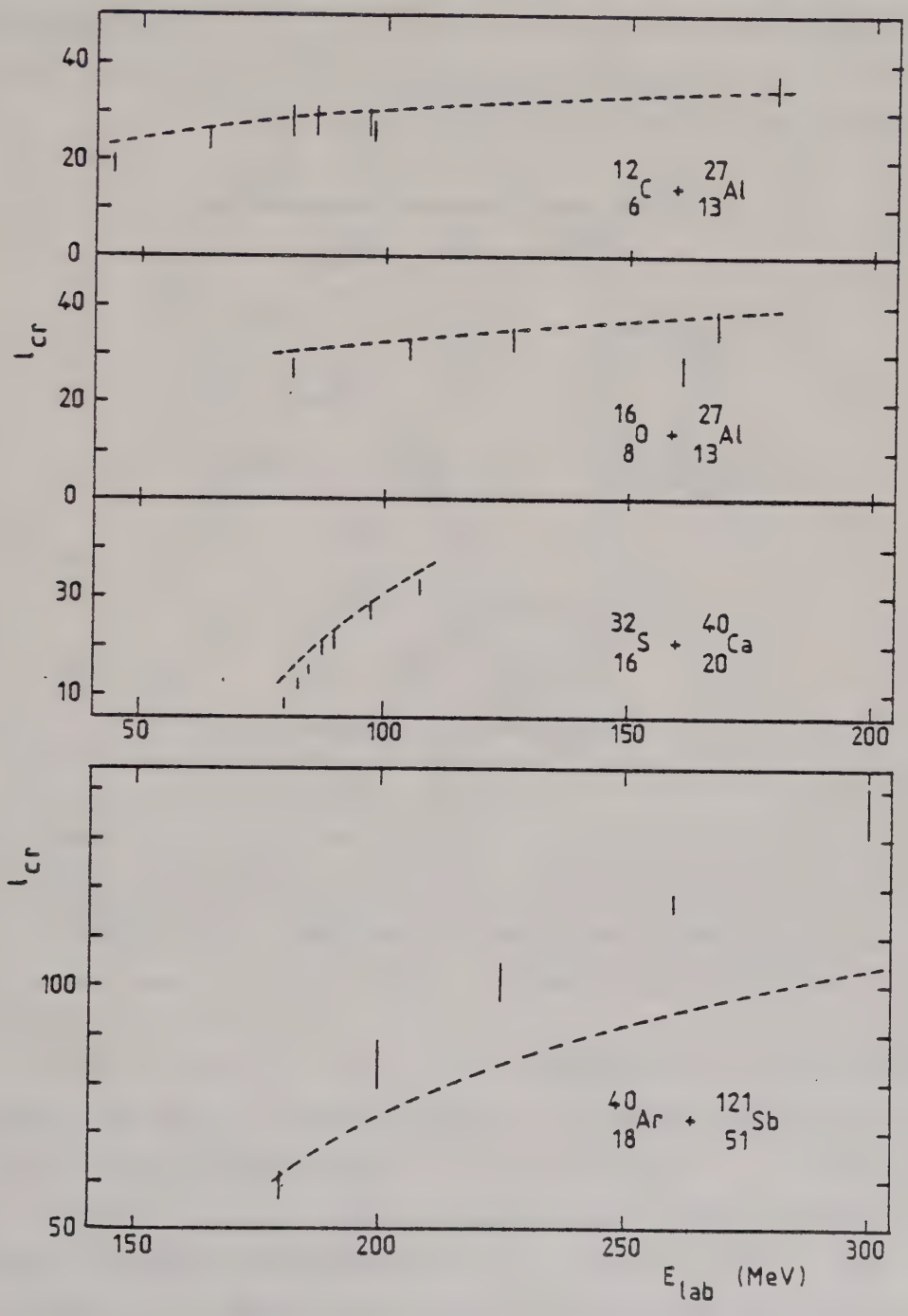


Fig. I.11 : *Dépendance en énergie de ℓ_{cr}, moment angulaire critique pour quelques systèmes. Pour les références des données, voir [12]. La courbe en pointillés est obtenue par le modèle de Bross et Kalinowski.*

b) *Le modèle de Huizenga [13]*

Dans ce modèle, les équations du mouvement sont celles données par Randrup [17] contenant des termes de friction à un corps (c'est-à-dire dus aux collision inélastiques des nucléons individuels avec le potentiel à un corps moyen) et le potentiel nucléaire adopté est le potentiel de proximité modifié [18,19]. Les variables considérées ne comprennent pas les asymétries de masse et de charge ni l degrés de liberté associés à la formation d'un col. Les résultats obtenus sont assez satisfaisants (figs. I.6 et I.7) pour les systèmes légers et intermédiaires le changement de pente de la section efficace de fusion σ_{Fus} en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse $1/E_{c.m}$ est relativement bien décrit. Par contre en ce qui concerne les systèmes plus lourds, l'accord avec les résultats expérimentaux est beaucoup moins bon (fig. I.12).

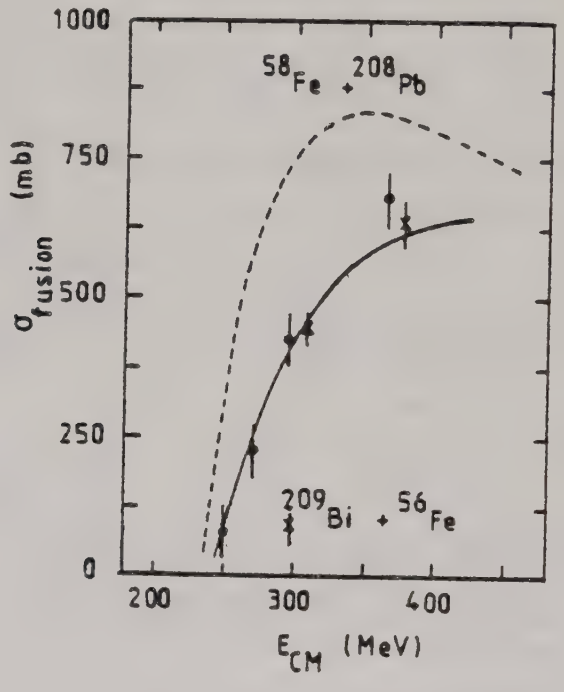


Fig. I.12 : *Id. figure I.5 pour le système $^{208}Pb + ^{56}Fe$ La ligne en pointillé est calculée avec le modèle de Huizenga et al., celle en trait plein avec le modèle de Swiatecki.*

c) *Le modèle de l'extrapush*

Décrit par Swiatecki dans la référence [14] il prend en considération l'asymétrie de masse et la formation d'un col dans le cas de collisions frontales. Pour les systèmes légers la configuration à deux noyaux tangents évolue automatiquement vers un noyau composé car la configuration piégée est plus compacte que la configuration de point selle. Par contre, pour les systèmes lourds, ce n'est pas le cas et le système tend à se reséparer. Donc il ne pourra fusionner que si on lui apporte un "extrapush" c'est-à-dire un excès d'énergie pour atteindre

dre une configuration plus compacte. Dans le cas où l'énergie cinétique apportée n'est pas suffisante pour qu'il y ait formation d'un noyau composé, le système fissionne en deux fragments symétriques : c'est la quasi fission.

Les calculs de Swiatecki donnent des prédictions en assez bon accord avec les résultats expérimentaux comme on peut le constater sur la figure I.12, I.13. Il faut toutefois noter que les paramètres du modèle sont ajustés pour obtenir un tel accord. Nous verrons au cours du paragraphe consacré à la fission rapide que l'on peut retrouver la quasi fission de Swiatecki sans faire appel à la notion d'"extra-push".

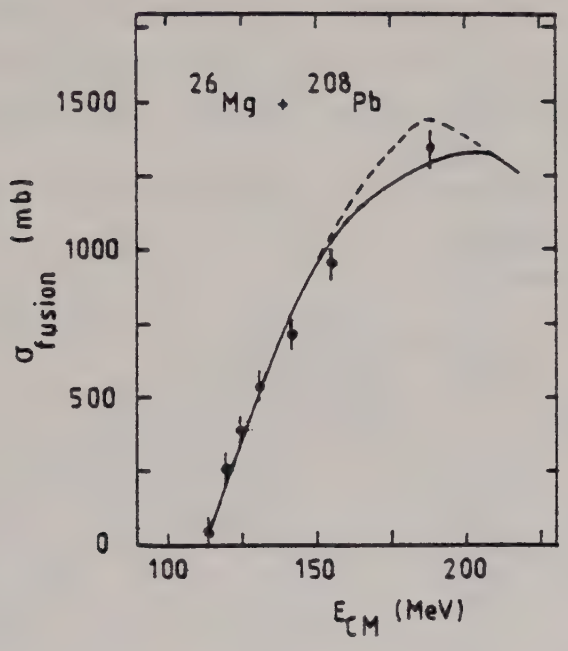


Fig. I.13 : *Id. figure I.12 pour le système* $^{26}Mg + ^{208}Pb$.

Les différents modèles dynamiques que nous venons de décrire succinctement donnent en général des accords satisfaisants avec les résultats expérimentaux surtout dans le domaine des systèmes intermédiaires et pour des énergies pas trop élevées, mais ils prennent rarement en compte toutes les variables collectives nécessaires à la description des processus de fusion, c'est pourquoi le modèle de la fission rapide qui les considère et qui s'applique aussi aux systèmes lourds est très intéressant. De plus, il permet de calculer des sections efficaces multidifférentielles.

I.4. LE MODELE DE LA FISSION RAPIDE

Dans la plupart des modèles considérés jusqu'ici (sauf celui de Swiatecki concernant la quasi fission) la section efficace de fusion est assimilée à la section efficace de formation du noyau composé. Dans le cas des systèmes lourds,

il n'est pas possible de former un noyau composé au-delà d'une certaine valeur du moment angulaire. Cette valeur, $\ell(B_f=0)$, correspond à la disparition de la barrière de fission, due à l'augmentation des effets centrifuges. Sur la figure I.14 est montrée une évolution schématique de l'énergie potentielle du noyau composé en fonction de l'élongation pour différentes valeurs du moment angulair Pour ℓ=o l'énergie potentielle présente une barrière de fission qui s'atténue progressivement quand ℓ croît, jusqu'à disparaître pour $\ell = \ell(B_f=0)$. On s'attendrait donc à ce que le moment angulaire critique ℓ_{cr} limitant la fusion soit toujours inférieur à $\ell(B_f=0)$. Or on a constaté que dans différentes réactions mettant en jeu des systèmes lourds, ℓ_{cr} était supérieur à $\ell(B_f=0)$ comme le montre la table 1 , où $\ell(B_f=0)$ est calculé d'après le modèle de la goutte liquide en rotation [20]. On peut remarquer que les écarts entre ℓ_{cr} et $\ell(B_f=0)$ sont parfois très grands, ce qui permet de rejeter une explication fondée sur le fai que $\ell(B_f=0)$ serait sous estimé par les calculs de la référence [20].

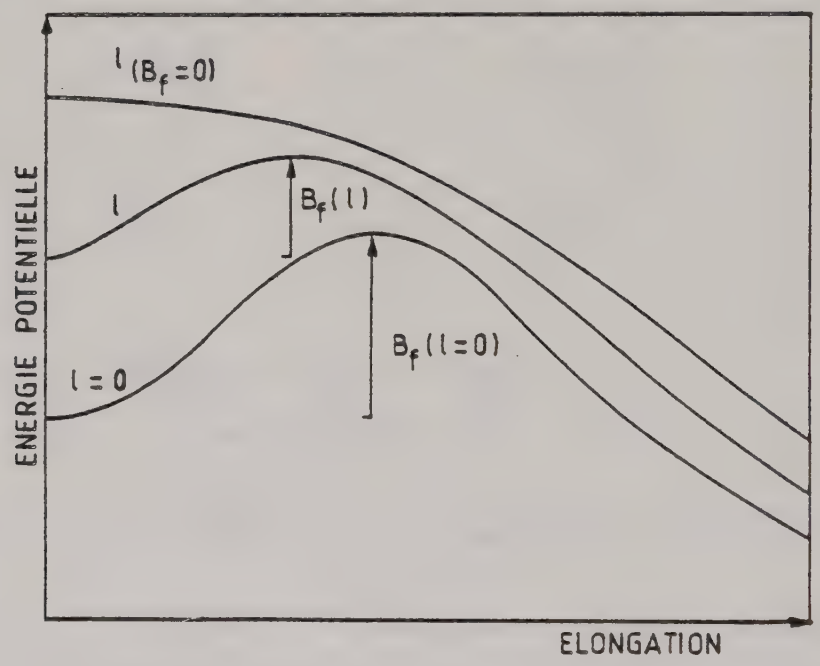


Fig. I.14 : *Evolution schématique de l'énergie potentielle du système fissionnant avec le moment angulaire.*

On peut aussi imaginer que la section efficace mesurée contient en fait une part de section efficace de fusion incomplète. Dans cette hypothèse une particule légère est émise au début de la réaction ; elle emporte du moment angulaire avant que les ions restant ne fusionnent en un noyau composé. Ainsi ℓ_{cr} correspondant à la fusion vraie est inférieur à $\ell(B_f=0)$.

Enfin, une explication proposée dans les références [1,15,16] suppose un nouveau mécanisme dans lequel un système composite qui n'est pas un noyau compos

Table 1

Exemples de systèmes pour lesquels le moment angulaire critique mesuré expérimentalement ℓ_{cr} est supérieur à $\ell(B_f=0)$ (calculé d'après [5]). Pour les références des expériences voir la réf. [1].

NOYAU	VOIE D'ENTREE	ENERGIE PAR NUCLEON	ℓ_{cr} mesuré	ℓ_{B_f}
^{147}Tb	^{84}Kr + ^{63}Cu	5.8	128	91
		7.2	150	
^{149}Tb	^{40}Ar + ^{109}Ag	7.2	108	91
		8.4	103	
^{161}Tm	^{40}Ar + ^{121}Sb	7.	104	92
^{188}Hg	^{132}Xe + ^{56}Fe	5.7	118	87
^{205}At	^{40}Ar + ^{165}Ho	5.75	89	86
		6.	105	
		7.	120	
		7.8	116	
		8.5	129	
		9.7	147	
	^{24}Mg + ^{181}Ta	11.7	102	
		14.	103	
		14.15	105	
^{232}Cm	^{35}Cl + ^{197}Au	6.7	90	77
		7.	100	
		7.7	113	
		8.4	131	
		9.	140	
^{234}Pu	^{208}Pb + ^{26}Mg	8.	99	78
^{237}Bk	^{40}Ar + ^{197}Au	6.2	91	77
^{249}Md	^{40}Ar + ^{209}Bi	6.25	110	71
^{256}No	^{208}Pb + ^{48}Ca	5.25	77	68
		5.5	92	
		5.9	104	
		6.5	112	
		8.	135	
$^{253}_{104}$X	^{208}Pb + ^{50}Ti	5.9	80	67
		6.5	97	
		8.	137	
$^{260}_{106}$X	^{208}Pb + ^{52}Cr	6.5	92	66
		8.	128	
$^{266}_{108}$X	^{208}Pb + ^{56}Fe	6.5	96	65
		8.	132	
$^{272}_{110}$X	^{208}Pb + ^{64}Ni	6.5	87	63
		8.	128	
$^{278}_{110}$X	^{40}Ar + ^{238}U	6.25	92	61
		7.5	128	

est formé quand le moment angulaire ℓ est supérieur à $\ell(B_f=0)$. La durée de vie de ce système est suffisamment longue pour que le degré de liberté d'asymétrie de masse atteigne l'équilibre avant que le noyau ne fissionne. Les caractéristiques expérimentales de ce processus (distributions angulaires, distributions d'énergie cinétique des produits de fission,...) sont pratiquement identiques à celles obtenues lors de la fission du noyau composé mais le phénomène est plus rapide, puisque le noyau composé n'a pas le temps d'être formé, d'où le nom de fission rapide. En fait, ce mécanisme peut aussi être interprété comme une réaction profondément inélastique à très longue durée de vie de sorte qu'on aurait relaxation complète en asymétrie de masse. Il se présente donc comme intermédiaire entre la formation d'un noyau composé et les réactions profondément inélastiques.

I.4.1. La description dynamique des collisions dissipatives entre ions lourds

Ce modèle décrit les collisions entre ions lourds au moyen de quatre degrés de liberté collectifs

- la distance r entre les centres de masse
- l'angle polaire θ entre l'axe du faisceau et la ligne joignant les centres de masse
- l'asymétrie de masse $x = \frac{A_2-A_1}{A_1+A_2}$
- l'excès de neutrons du projectile $y = N_1-Z_1$.

L'évolution dynamique des variables collectives est décrite par une équation de transport obtenue dans le cadre de l'approximation harmonique locale utilisant la théorie de la réponse linéaire de Hofmann et Siemens [21]. La solution de cette équation donne une distribution dont les premiers moments sont les valeurs moyennes des variables considérées et les seconds moments sont les fluctuations autour de ces valeurs moyennes. L'évolution de la déformation du système est simulée de la façon suivante : dans la voir d'entrée, les deux ions restent sphériques, leurs densités sont gelées (c'est l'approximation soudaine) et le potentiel utilisé est un potentiel d'interaction soudain calculé par le formalisme de la densité d'énergie [22]. Quand les ions interagissent plus fortement, il y a réorganisation des densités et les degrés de liberté de déformation sont pris en compte. Le potentiel utilisé dans la voie de sortie est alors un potentiel adiabatique calculé selon le modèle de Ledergerber et Pauli [23] qui décrit une séquence des formes du processus de fission. Le passage d'un potentiel à l'autre est simulé par une combinaison linéaire des potentiels soudain (V_s) et adiabatique (V_a)

$$V(t) = V_s\,\chi(t) + V_a\,(1 - \chi(t)) \qquad (11)$$

dans laquelle intervient un paramètre de réorganisation χ dépendant du temps

et satisfaisant à l'équation [31]

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = - \frac{1}{\tau_{SA}} \phi(r,x)\ \chi(t) \qquad (12)$$

τ_{SA} est un temps de relaxation associé à la réorganisation des densités
$\phi(r,x)$ est un facteur de forme proportionnel au recouvrement des densités entre les ions.

On comprend donc que le mécanisme de réaction sera déterminé à la fois par la voie d'entrée et par la forme du potentiel adiabatique dans la voie de sortie. La condition pour qu'on observe la fusion des deux ions (au sens de la capture des deux noyaux) sera toujours déterminée par la présence d'une poche dans le potentiel soudain de la voie d'entrée.

Au cours de la transition vers le potentiel adiabatique, trois situations peuvent se présenter, pour un système piégé dans la voie d'entrée, selon la valeur du moment angulaire ainsi que cela est montré sur la figure I.15.

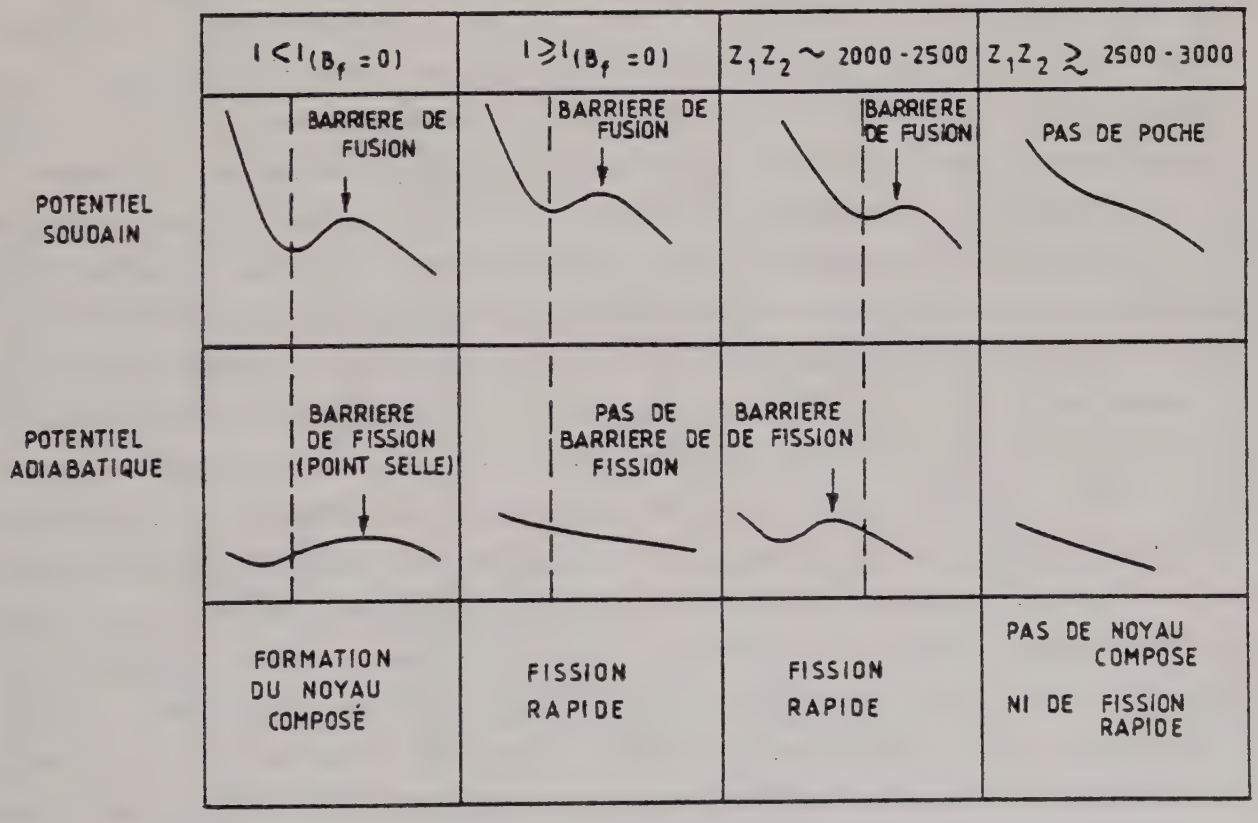


Fig. I.15 : *Les différentes possibilités d'observer la fission rapide.*

a) $\ell < \ell(B_f=0)$ le potentiel adiabatique présente aussi une poche et le système reste piégé, on forme un noyau composé.

b) $\ell \geq \ell(B_f=0)$ le potentiel adiabatique ne présente plus de poche, le système composite fissionne sans qu'il y ait formation de noyau composé : c'est une trajectoire de fission rapide.

c) Pour les systèmes tels que le produit des charges du projectile et de la cible Z_1Z_2 est supérieur ou voisin de 2000 à 2500, la configuration de la barrière de fission dans le potentiel adiabatique est très compacte, le système ne peut atteindre la configuration du noyau composé bien qu'il existe une poche dans le potentiel de la voie de sortie ; c'est aussi une trajectoire de fission rapide qui correspond à la quasi fission de Swiatecki.

I.4.2. Confirmations expérimentales de l'existence de la fission rapide

a) *Les largeurs des distributions de masse*

Nous avons vu que la fission rapide apparaissait quand le moment angulaire critique ℓ_{cr} était supérieur à $\ell(B_f=0)$ mais que d'autres mécanismes (la fusion incomplète, par exemple) pouvaient peut-être intervenir. De plus, les propriétés attendues pour les produits de fission rapide sont extrêmement voisines de celles des produits de fission classique ; il paraît donc difficile de mettre en évidence sans ambiguïté ce phénomène. Néanmoins, une différence entre la fission classique et la fission rapide peut se manifester au niveau des largeurs de distributions de masse des fragments de fission. En effet, dans le cadre du modèle de la fission rapide, on montre [1,15] que cette distribution est en grande partie déterminée par le potentiel adiabatique au point tournant (c'est-à-dire au point de pénétration maximale) et est plus large que celle des produits de fission classique calculée au point selle. En effet, la rigidité du potentiel au point tournant est en général plus petite qu'au point selle. D'autre part, plus le moment angulaire critique sera élevé, plus la part de fission rapide dans la section efficace de fusion sera grande ; donc, la largeur des distributions de masse croîtra avec ℓ_{cr} plus vite qu'elle ne devrait le faire si on considérait uniquement l'augmentation d'énergie d'excitation. Deux exemples sont montrés sur les figures I.16 et I.17. Pour les systèmes considérés on constate en effet une forte augmentation de la largeur à mi hauteur avec le moment angulaire critique. Lors de l'étude du système $^{35}Cl + ^{197}Au$ [1,24] les particules α émises en coïncidence avec les fragments de fission ont été détectées, ce qui a permis de montrer que l'accroissement inhabituel des largeurs de distribution de masse ne pouvait pas être expliqué par la seule présence d'un mécanisme de fusion incomplète (qui tend à élargir les distributions). Grâce à ces deux expériences ($^{40}Ar + ^{165}Ho$ et $^{35}Cl + ^{197}Au$) on est en droit de penser que la fission rapide

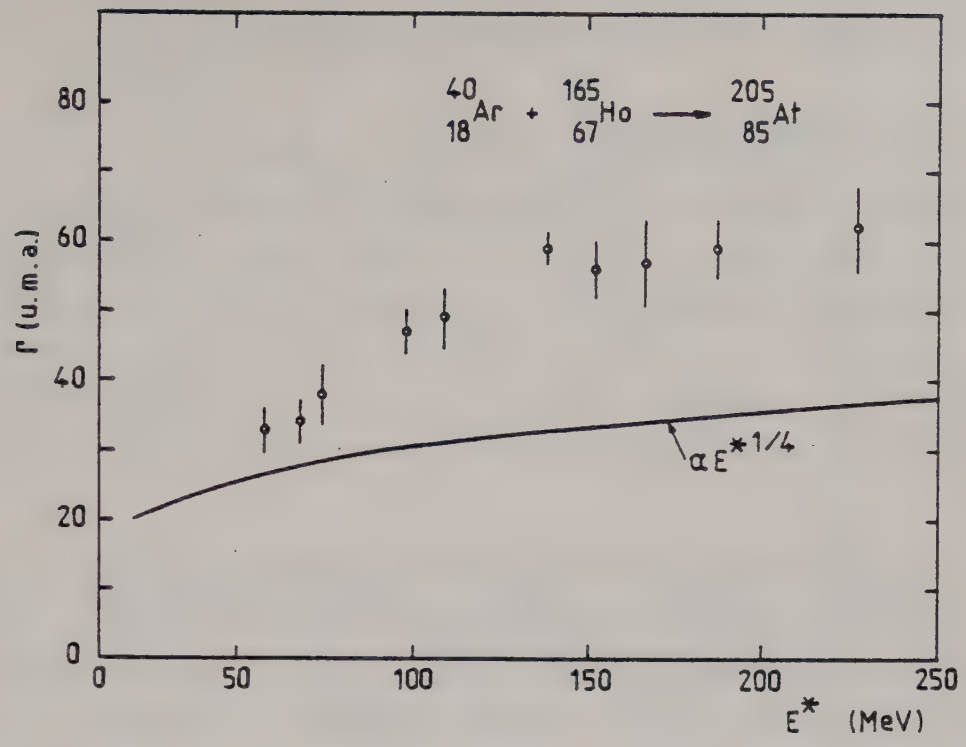


Fig. I.16 : *Largeur à mi-hauteur des distributions de masse de fragmentation symétrique en fonction de l'énergie d'excitation pour le système* $^{40}Ar + ^{165}Ho$. *La courbe en trait plein suppose une variation des largeurs en* $\sqrt{E^*}$. *Données expérimentales : réf.* [26].

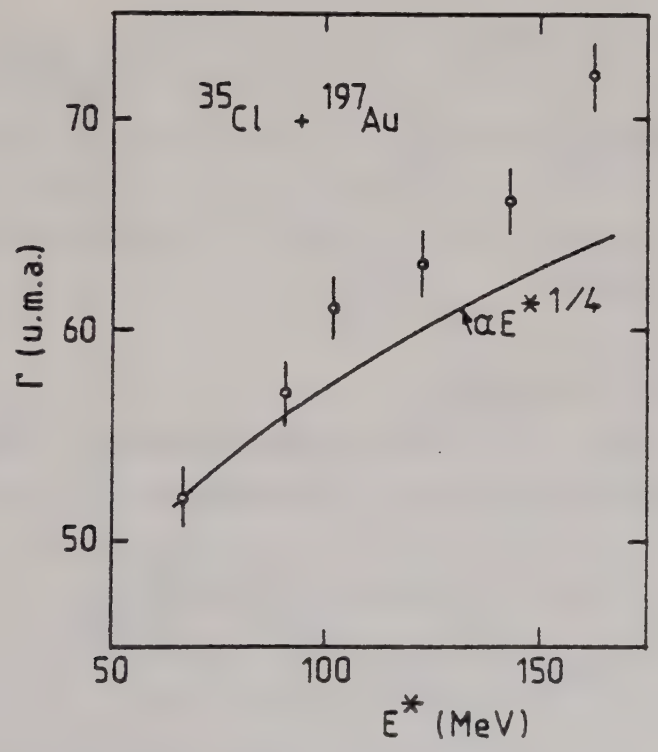


Fig. I.17 : *Id. figure I.16 pour le système* $^{35}Cl + ^{197}Au$ [24].

existe et l'introduction de ce mécanisme permet d'expliquer un grand nombre de données expérimentales jusqu'à présent incomprises.

b) *Les sections efficaces de fusion*

Ce modèle reproduit relativement bien les sections de fusion, comme on peu le voir sur les figures I.18 et I.19 et comme cela a été montré dans la réf. [1 Il a l'avantage de donner en plus la proportion de fission rapide et celle de noyau composé dans les sections efficaces de fusion quand ℓ_{cr} est supérieur à $\ell(B_f=0)$. Il faut également noter que ℓ_{cr} reste borné supérieurement à haute énergie puisque une poche dans le potentiel de la voie d'entrée est nécessaire à la fusion.

En résumé, ce modèle permet d'expliquer pourquoi on peut observer de la fusion quand la barrière de fission du noyau composé a disparu ; ceci en suggérant un mécanisme (la fission rapide) dont l'existence semble confirmée par les résultats expérimentaux et qui donne des résultats satisfaisants quant aux section efficaces de fusion. Ce modèle dynamique traite explicitement toutes les variables nécessaires à la description d'un processus dissipatif sauf une éventuelle déformation dans la voie d'entrée et s'applique aussi aux réactions profondément inélastiques.

I.5. LES MODELES DE LA LIGNE YRAST [25,27]

Nous avons vu précédemment que les différents modèles de la voie d'entrée, aussi bien celui de la distance critique que les modèles dynamiques ne réussissaient pas toujours à reproduire les résultats expérimentaux surtout à assez haute énergie (région (2) de la figure I.3). Certains auteurs ont donc suggéré de considérer d'autres explications et en particulier de tenir compte de la structure du noyau composé.

I.5.1. Description du modèle

La ligne Yrast est la courbe donnant l'énergie d'excitation de rotation d'un noyau composé en fonction de son spin I. Cette ligne a donc pour équation :

$$E^* = E_{c.m} + Q = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{I}/h^2} \qquad (13)$$

où $\mathcal{I}$ est le moment d'inertie de la ligne Yrast

Q l'énergie de seuil de la réaction.

La limitation est ici due au fait que le noyau composé ne peut absorber tout le moment angulaire de la voie d'entrée. En effet, pour qu'il puisse y avoir fusion il faut que l'énergie d'excitation du noyau composé soit au moins égale à l'éner

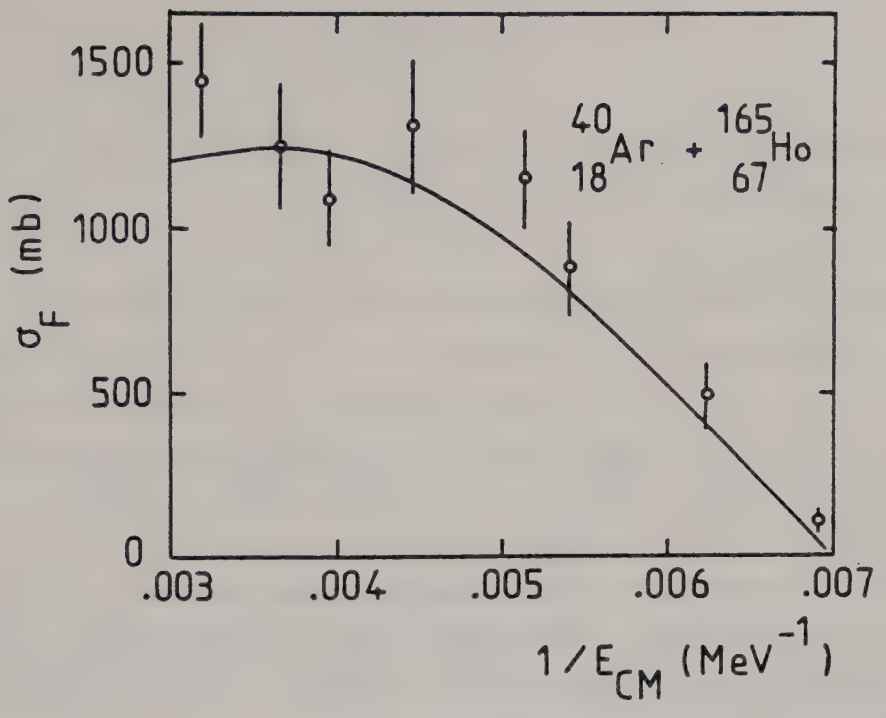


Fig. I.18 : *Fonction d'excitation pour le système ^{40}Ar + ^{165}Ho [25]. La courbe en trait plein est calculée par le modèle décrit dans le texte.*

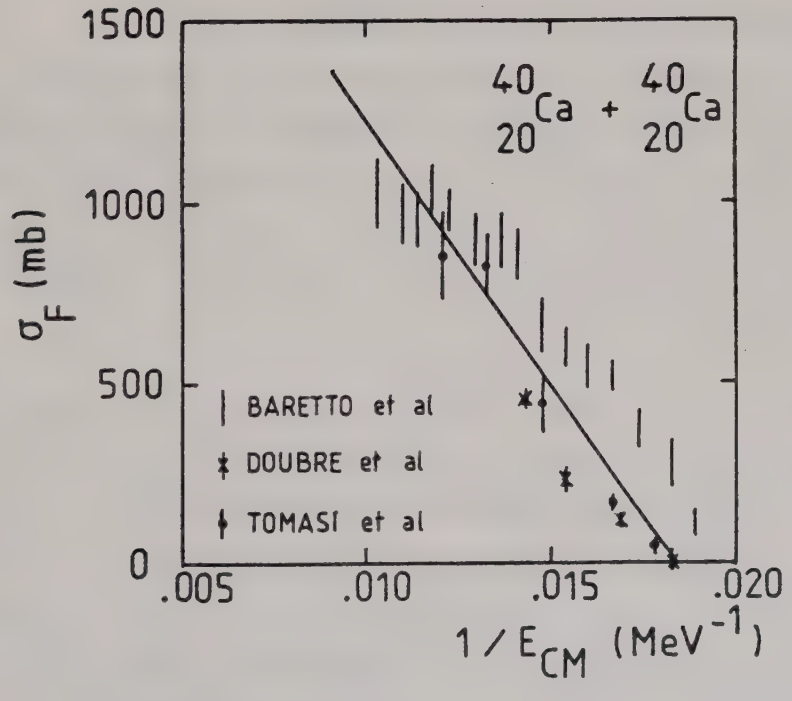


Fig. I.19 : *Id. pour le système ^{40}Ca + ^{40}Ca.*

de rotation de la voie d'entrée

$$E^* > \frac{\ell^2\hbar^2}{2\mathfrak{I}} . \qquad (14)$$

Seuls les états de spin inférieur ou égal au spin de la ligne yrast peuvent être peuplés par fusion.

Il facile de transformer la représentation des sections efficaces $\sigma_{Fus} = f(1/E_{cm})$ en représentation équivalente $E^* = f(\ell_{cr})$ en utilisant les équations (6) et (13). Il est clair qu'à basse énergie, tout le moment angulaire disponible dans la voie d'entrée contribuera au processus de formation du noyau composé alors qu'à haute énergie la valeur expérimentale de ℓ_{cr} diffèrera de plus en plus du moment angulaire d'effleurement pour se rapprocher des valeurs de la ligne Yrast. Si donc on constate que les résultats expérimentaux coïncident à haute énergie avec la ligne Yrast, on pourra conclure que la section efficace de fusion est limitée par la structure du noyau composé. Dans ce cas on identifie ℓ_{cr} et I et la section efficace de fusion s'écrit

$$\sigma_{Fus} = \frac{\pi}{\mu}\left(1 + \frac{Q}{E_{cm}}\right) \qquad (15)$$

équation tout à fait semblable à (9) (Q est positif alors que $V(R_c)$ est négatif).

I.5.2. Comparaison aux résultats expérimentaux

Dans (15) intervient le Q de la réaction, on s'attend donc à observer des bandes de fusion différentes pour des systèmes différents conduisant au même noyau composé et qui ont donc des valeurs différentes de Q. C'est en général ce que montrent les résultats expérimentaux et c'est ainsi que Harar et al. [28] expliquent les différences relativement importantes observées sur deux systèmes voisins $^{15}N + ^{12}C$ et $^{14}N + ^{12}C$ (fig. I.20).

Le problème, dans ce modèle, est que les lignes Yrast ne sont, en général, pas bien connues dans les domaines de spin qui nous intéressent et pour les noyaux légers. Glas et Mosel [26] ont cependant calculé les lignes Yrast de noyaux légers en utilisant la méthode de Strutinsky pour les noyaux en rotation. La comparaison aux résultats expérimentaux a montré que la plupart du temps les bandes de fusion se trouvaient très au-dessus des lignes Yrast calculées. L'exemple du système $^{14}N + ^{12}C \rightarrow ^{26}Al$ est donné sur la figure I.21.

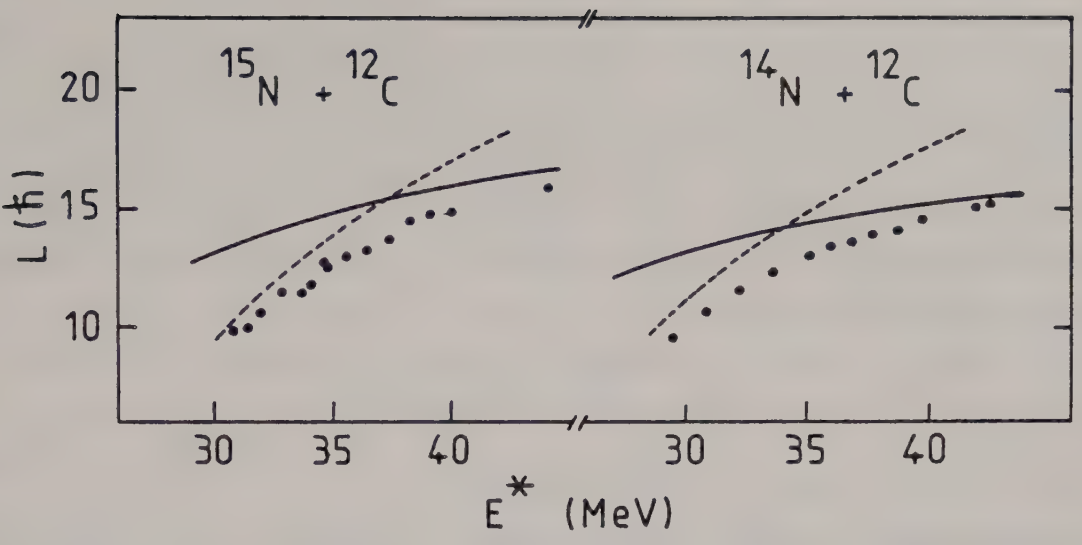


Fig. I.20 : *Moment angulaire critique obtenu à partir des sections efficaces de fusion comparé au moment angulaire d'effleurement (courbe en pointillé) et à la ligne Yrast (trait plein) calculée avec un moment d'inertie de rotateur rigide. D'après* [28].

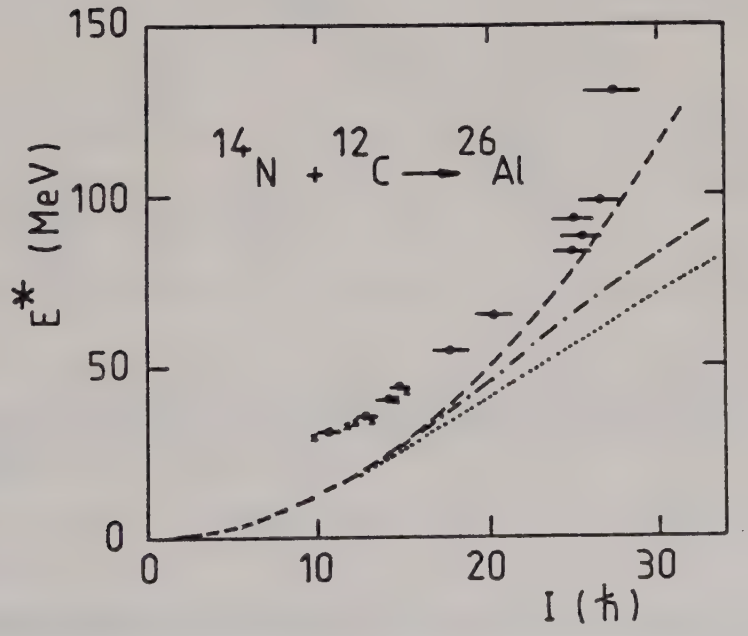


Fig. I.21 : *Ligne Yrast pour* ^{26}Al. *Données expérimentales : référence* [29]. *La ligne en tiretés est calculée avec un rotateur rigide, celle en pointillés tient compte des déformations, celle en pointillés-tiretés est calculée par la méthode de Strutinsky. D'après* [26].

I.5.3. Ligne Yrast statistique

Le modèle de la ligne Yrast ne donnant pas des résultats très satisfaisant une modification a été proposée récemment par Lee et al. [30] : le modèle de la ligne Yrast statistique. Pour ces auteurs, la fusion ne peut avoir lieu si la température nucléaire est nulle (donc si la densité de niveaux est faible) ; la limitation n'est pas donnée par la ligne Yrast mais par une courbe parallèle à cette ligne correspondant à une température finie c'est-à-dire à une plus forte densité de niveaux. En d'autres termes on doit introduire dans l'équation (13) une énergie additionnelle ΔQ

$$E_{y,st} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \ell_{cr}(\ell_{cr}+1) + \Delta Q \qquad (16)$$

$\mathcal{J}$ étant calculé comme un rotateur rigide.

Les prédictions sont parfois en bon accord avec les résultats expérimentaux, comme le montre la figure I.22. Cependant le choix de ΔQ reste un peu arbitraire Pour d'autres systèmes (figs. I.6 et I.7) l'accord n'est pas bon.

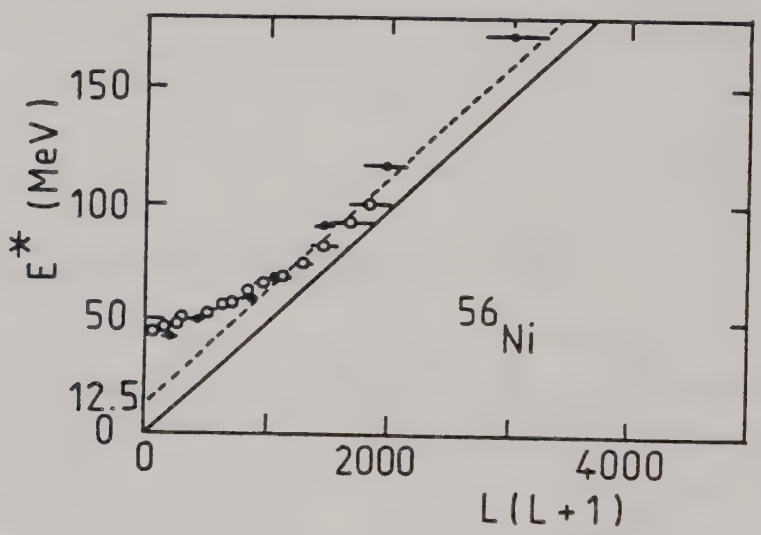


Fig. I.22 : *Ligne Yrast (trait plein) et ligne Yrast statistique (courbe en pointillés) calculée avec* $= 2/5\ r_0^2 A^{5/3}$ *et* $\Delta Q = 12.5$ *MeV comparées aux résultats expérimentaux* $^{16}O + ^{40}Ca$, $^{32}S + ^{24}Mg$ *pour réf. voir* [30].

CONCLUSION

Nous avons passé en revue succinctement différents modèles décrivant le processus de fusion. Tous réussissent à reproduire un certain nombre de données expérimentales dans un domaine plus ou moins grand d'énergies et de systèmes. Dans la suite nous utiliserons quelques uns de ces modèles pour expliquer les résultats expérimentaux obtenus lors de l'expérience $^{35}Cl + ^{238}U$. Au cours du chapitre III, nous étudierons l'influence de la température sur le potentiel d'interaction et nous reviendrons sur les calculs dynamiques.

Références du Chapitre I

[1] C. Grégoire, Thèse de Doctorat d'Etat.

[2] U. Mosel, Proc. Int. Conf. on Nuclear Interaction, Canberra 1978, ed. B.A. Robson, Lecture-Notes in Physics, vol. 92 (Springer, Berlin) p. 185.

[3] D. Glas and U. Mosel, Nucl. Phys. A237 (1975) 429 ; Phys. Rev. C10 (1974) 2620

[4] B. Borderie, M. Berlanger, D. Gardes, F. Hanappe, L. Nowicki, J. Peter, B. Tamain, C. Grégoire, C. Ngô et F. Hanappe, Z. Physik, A298 (1980) 235.

[5] W. Bohne, K. Grabisch, H. Morgenstern et W. Stoffler, Int. Workshop on Heavy Ion Fusion Reactions, Bad Honnef (1980).

[6] S.L. Tabor, D.F. Geesaman, W. Henning, D.G. Kovar, K.E. Rehm et F.W. Prosser Jr., Phys. Rev. C17 (1978) 2136.

[7] D. Horn, A.J. Ferguson et O. Hausser, Nucl. Phys. A311 (1978) 238.

[8] R. Vandenbosch, Proc. Symp. on High Spin Phenomena in Nuclei, Argonne, 1979, Argonne National Laboratory Report, ANL/PHY-79-4 (1979) p. 285.

[9] J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort et X. Tarrago, Phys. Rev. C9 (1974) 1018.

[10] U. Mosel, Proc. of the 3rd Adriatic Europhysics Study Conf. on the Dynamics of Heavy Ion Collisions, Hvar, Croatia, Yugoslavia, May 25-30, 1981, p. 1.

[11] D. Gross et H. Kalinowski, Phys. Lett. 48B (1974) 302.

[12] D. Gross, H. Kalinowski et J. De, Classical and Quantum Mechanical Aspect of Heavy Ion Collisions, Springer Verlag (1975) 194 et Z. Phys. A227 (1976) 385.

[13] J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De et D. Sperber, Phys. Rep. 56 (1979) 107.

[14] W.J. Swiatecki, Nobel Symp. on High Spin States, Orenas (Sweden) 1980 et Nucl. Phys. A376 (1982) 275.

[15] C. Grégoire, C. Ngô et B. Remaud, Phys. Lett. 99B (1981) 17 et Nucl. Phys. A383 (1982) 392.
C. Ngô, C. Grégoire et B. Remaud, 3rd Adriatic Europhysiks Study Conf. on the Dynamics of Heavy Ion Collisions, Hvar, Yugoslavia, 1981.

[16] E. Tomasi, C. Grégoire, C. Ngô et B. Remaud, J. Phys. Lett. 43 (1982) L115.

[17] J. Randrup, Ann. Phys. (NY) 112 (1978) 356.

[18] J. Randrup, Nucl. Phys. A307 (1978) 319.

[19] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang, Ann. Phys. (NY) 105 (1977) 427.

[20] S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (NY) 82 (1974) 557.

[21] H. Hofmann et P.J. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165 et Nucl. Phys. A275 (1977) 464.

[22] H. Ngô et C. Ngô, Nucl. Phys. A348 (1980) 140.

[23] T. Ledergerber et H.C. Pauli, Nucl. Phys. A207 (1973) 1.

[24] V. Bernard, C. Grégoire, C. Mazur, C. Ngô, M. Ribrag, G. Fan, P. Gonthier, H. Ho, W. Kühn et P. Wurm, Nucl. Phys. A385 (1982) 319.

[25] C. Lebrun, F. Hanappe, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, C. Ngô, J. Peter, B. Tamain, Nucl. Phys. A321 (1979) 207 ; B. Borderie, M. Berlanger, D. Garde F. Hanappe, L. Nowicki, J. Peter, B. Tamain, S. Agarwal, J. Girard, C. Grégoire, J. Matuszek et C. Ngô, Z. Phys. A299 (1981) 263.

[26] D. Glas et U. Mosel, Phys. Lett. 78B (1978) 9.

[27] S. Harar, Proc. Symp. on Deep Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, 1979, ed. W. Von Oertzen, vol. 117 (Springer-Verlag, 1980) p. 367.

[28] M. Conjeaud, S. Gary, S. Harar et J.P. Wieleczko, Nucl. Phys. A309 (1978) 51

[29] R.G. Stokstad et al., Phys. Lett. 70B (1977) 289 ; R.G. Stokstad et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1529 ; S. Harar, Proc. Intern. Conf. on Résonances in Heavy Ion Reactions (Hvar, 1977) (North Holland, Amsterdam).

[30] S.M. Lee, T. Matsuse et A. Arima, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 165.

[31] B. Remaud, C. Grégoire, C. Ngô et E. Tomasi, XX Int. Winter meeting on Nuclear Physics, Bormio (1982) ; C. Grégoire, C. Ngô, E. Tomasi, B. Remaud et F. Scheuter, Nucl. Phys. A387 (1982) 37C.

Chapitre II

UN EXEMPLE D'EXPERIENCE METTANT EN JEU LE PHENOMENE DE FISSION RAPIDE : LE SYSTEME $^{35}Cl + ^{238}U$

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre précédent, l'un des termes intervenant dans la section efficace de fusion provient de la fragmentation symétrique du composite projectile + cible, soit après formation d'un noyau composé, soit par phénomène de fission rapide. Dans le cas des systèmes lourds, c'est ce terme qui est dominant, la section efficace des résidus d'évaporation peut être négligée. C'est dans le but d'étudier les rapports entre la fission rapide et la formation d'un noyau composé que nous avons choisi le système $^{35}Cl + ^{238}U$; nous avons effectué deux expériences auprès du tandem post accéléré du MPI à Heidelberg. La seconde expérience avait pour but de confirmer certains résultats obtenus au cours de la première ainsi que d'obtenir des informations complémentaires.

II.1. CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.1.1. Choix du système

Le système choisi doit permettre d'obtenir de la fission rapide. Ce phénomène ne peut avoir lieu que si certaines conditions sont remplies [1] :

- Le potentiel d'interaction de la voie d'entrée doit présenter une poche à moment angulaire nul, ce qui ne se produit que pour les systèmes tels que :

$$Z_1 Z_2 \lesssim 2500 - 3000 \qquad (1)$$

avec Z_1 charge du projectile
Z_2 charge de la cible

comme cela a été montré dans la réf. [2].

- Si l'on regarde le potentiel d'interaction de la voie d'entrée en fonction de l'asymétrie de masse, x, ($x = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + A_2}$), on constate que selon le point d'in-

jection du système, x_{inj}, celui-ci pourra soit dériver vers une configuration symétrique et donc fissionner, soit tendre vers des configurations de plus en plus asymétriques entraînant la formation d'un système à un centre. La valeur maximale de l'asymétrie de masse pour laquelle le système tend vers la symétrie est notée, X_{BG}.

On a donc la condition

$$x_{inj} < x_{BG} \qquad (2)$$

- Comme la fission rapide apparaît dans le domaine d'ondes partielles

$$\ell(B_f=o) \leqslant \ell \leqslant \ell_{cr} \qquad (3)$$

un système ayant une barrière de fission suffisamment faible sera particulièrement bien adapté puisque $\ell(B_f=o)$ est faible. Des énergies de bombardement légèrement supérieures à la barrière permettront donc d'avoir un moment angulaire critique

$$\ell_{cr} > \ell(B_f=o).$$

- Des conditions d'ordre expérimental influent aussi sur le choix du système : en effet, il est nécessaire de pouvoir séparer sans ambiguïté la composante fragmentation symétrique des produits de réactions très inélastiques dont les distributions de masse sont centrées au voisinage de la masse de la cible et du projectile. En d'autres termes, il faut que le système soit suffisamment asymétrique dans la voie d'entrée pour qu'il n'y ait pas recouvrement des distributions de masse. On peut montrer [1] que cette condition s'écrit

$$x > 2/A \quad (\Gamma_{fission} + \Gamma_{DIC}) \qquad (4)$$

où A est la masse du système composé, $\Gamma_{fission}$, Γ_{DIC} sont respectivement la largeur à mi-hauteur des distributions de masse de fission et des réactions profondément inélastiques.

Beaucoup de systèmes safisfont à toutes ces conditions et la fission rapide a déjà été étudiée pour les réactions $^{40}Ar + ^{165}Ho$ [1,3] et $^{35}Cl + ^{197}Au$ [1,4]. Il semble donc intéressant de considérer un système plus lourd et encore plus asymétrique que les précédents pour étudier ce que devient le phénomène de fission rapide.

Nous avons choisi le système $^{35}Cl + ^{238}U$ qui satisfait à toutes les qualités requises ci-dessus. En effet

- $Z_1Z_2 = 1564$ vérifie (1)

- $X_{inj} = .74\ X_{BG} \simeq .8$ (fig. II.1), (2) est satisfaite, il faut cependant noter qu'on se trouve très près du maximum d'asymétrie de masse

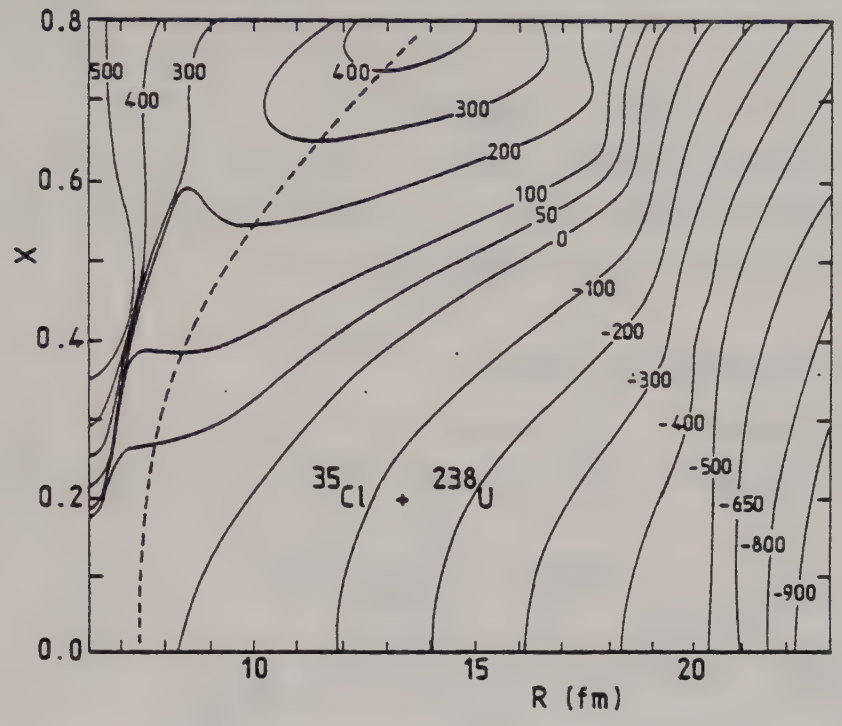


Fig. II.1 : *Surface d'énergie potentielle dans le plan r (distance entre les centres des noyaux), X (asymétrie de masse) calculée dans le cadre de l'approximation adiabatique d'après [6] pour le système* $^{273}_{109}X$.

- $B_f = .5$ MeV $\quad \ell(B_f=o) = 62$ d'après [5]
- $X_{inj} \times \frac{A}{2} = 101$ u.m.a est très certainement supérieur à $\Gamma_{DIC} + \Gamma_{fission}$ donc (4) est vérifiée.

Ce choix présente néanmoins un inconvénient à cause de la faible barrière de fission du noyau cible ^{238}U : en effet, les collisions profondément inélastiques vont produire des quasi-cibles fortement excitées qui auront donc tendance à fissionner. Ces événements seront très difficiles à séparer des événements de fragmentation symétrique puisque l'écart entre les centres des deux distributions ΔM est :

$$\Delta M = \frac{273}{2} - \frac{238}{2} \sim 18 \text{ u.m.a}$$

ce qui est une valeur très inférieure à la largeur de ces distributions ($\Gamma \sim$ 50 - 70 u.m.a); c'est pourquoi il a été nécessaire de détecter les deux fragments de fission du système composé cible + projectile en coïncidence pour les distinguer des événements à trois corps provenant de la fission séquentielle.

II.1.2. Choix des énergies de bombardement

La cible de ^{238}U a été bombardée avec des ions ^{35}Cl de différentes énergies afin de pouvoir étudier la fonction d'excitation de fusion. L'énergie la plus basse (240 MeV) a été choisie suffisamment au-dessus de la barrière d'interaction

$$V_{12} \sim 170 \text{ MeV}$$

pour que la section efficace de fusion ne soit pas négligeable. Lors d'une première expérience, nous avons utilisé un faisceau de 240, 280, 320 MeV ; au cours de la seconde, nous avons choisi 300, 320, 350 MeV.

II.1.3. Choix des angles de détection

Nous avons supposé, ce qui semble bien vérifié [1,4,5], que la distribution angulaire des produits de fragmentation symétrique est proportionnelle à $1/\sin\theta_{c.m}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{A}{\sin \theta_{c.m}} \qquad (5)$$

$\theta_{c.m}$ étant l'angle dans le système du centre de masse.

Donc, aux alentours de $\theta_{c.m} = 90°$ la distribution angulaire est quasiment plate. Ceci nous facilitera grandement le passage du système du laboratoire dans le système du centre de masse. Nous avons placé sept détecteurs autour de $\theta_{lab} = 65°$ ce qui correspond à un angle $\theta_{c.m}$ voisin de 90° pour toutes les énergies considérées. Nous avons donc pu laisser les détecteurs au même angle pendant toute la durée de l'expérience.

Pour détecter le deuxième fragment de fission en coïncidence avec le premier, nous avons utilisé un détecteur à plaques parallèles. Il a été placé de façon à couvrir la corrélation entre les deux fragments émis, sans présenter toutefois un trop grand angle solide pour la fission séquentielle. Lors de la première expérience le détecteur à plaques parallèles se trouvait à 72° et avait une ouverture angulaire de 32°. Au cours de la seconde expérience nous avons utilisé un détecteur à plaques parallèles à localisation placé à 70°, d'ouverture angulaire 37°. Ces détecteurs n'ont pas non plus été déplacés pendant les mesures.

II.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Il est représenté sur la figure II.2.

II.2.1. Cibles

Pour la première expérience la cible était constituée de 200 $\mu g/cm^2$ de

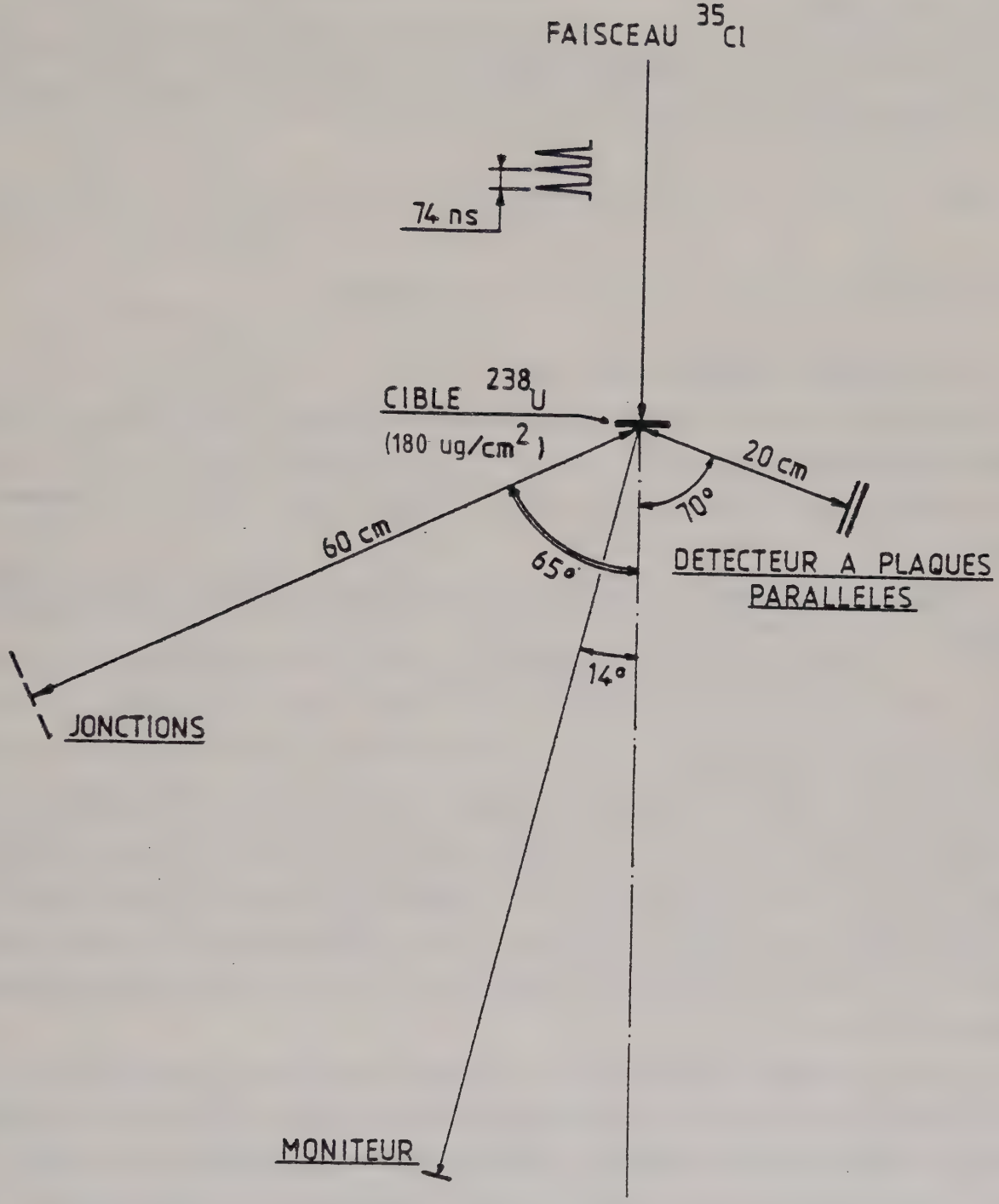


Fig. II.2 : *Dispositif expérimental utilisé pour l'étude du système* $^{35}Cl + ^{238}U$.

fluorure d'uranium (UF_4) déposé sur une feuille de carbone de 39 µg/cm^2 d'épaisseur ; lors de la seconde, l'uranium, 180 µg/cm^2, était pris entre deux feuilles de carbone de 43 µg/cm^2 et 15 µg/cm^2 respectivement.

II.2.2. Détecteurs

L'identification en masse des produits de la réaction est rendue possible par la mesure simultanée de l'énergie E et du temps de vol t entre la cible et le détecteur, compte tenu de la relation

$$M = \frac{2E\ t^2}{\ell^2} \quad . \qquad (6)$$

ℓ est la distance séparant la cible et le détecteur.

a) *Mesure de l'énergie*

Nous avons utilisé sept détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface de 400 mm^2 étudiés spécialement pour arrêter les fragments de fission. Ils étaient munis d'un collimateur de 22 mm de diamètre pour éliminer les effets de bords.

L'angle solide couvert par ces détecteurs était, au cours des deux expériences :

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2} = 1.05 \quad 10^{-3} \text{ sr.}$$

b) *Mesure du temps de vol*

Le temps de vol est donné par le temps compris entre un signal "Start" et un signal "Stop". Le signal Start était fourni par la microstructure du faisceau. Les ions incidents étaient en effet regroupés en paquets séparés de 74 ns. La résolution en temps était de l'ordre de 400 ps. Le signal Stop était donné lors de l'arrivée d'un produit de réaction sur l'un quelconque des détecteurs semi conducteurs.

La distance cible-détecteur (ℓ = 60 cm) a été choisie de façon à ce que la différence de temps de vol entre les fragments les plus rapides et les fragments les plus lents soit inférieure au temps séparant deux paquets.

Le temps mis par les produits les plus lourds est de l'ordre de

$$t = \ell \sqrt{\frac{m}{2E_{cin}}} \sim 55 \text{ ns}$$

avec m masse du produit $\sim$ 190 u.m.a

E_{cin} énergie cinétique, $E_{cin} \sim 120$ MeV

ℓ = 0.60 m

t est bien inférieur à 74 ns.

c) *Moniteurs*

Un ou deux moniteurs avaient été placés à l'avant ($\theta_{mon} = \pm 14°$). Ceci afin de pouvoir normaliser les sections efficaces de fragmentation symétrique sur celle de diffusion élastique, importante à cet angle, mesurée sur le moniteur. Il était nécessaire de procéder ainsi car, sauf aux plus basses énergies, nous ne pouvions pas normaliser les sections efficaces sur la diffusion élastique arrivant sur les détecteurs : celle-ci était pratiquement inexistante à 65°.

Les moniteurs étaient des détecteurs semi conducteurs de 400 mm^2 munis d'un collimateur de 3 (ou 4,4) mm de diamètre.

d) *Le détecteur à plaques parallèles*

En coïncidence avec les jonctions, nous avons utilisé un détecteur à plaques parallèles mis au point par M. Ribrag et C. Mazur à Saclay. Ce détecteur est formé de deux feuilles très fines, métallisées, parallèles et séparées par quelques millimètres . Dans l'espace délimité par ces feuilles circule un gaz sous faible pression. Une haute tension est appliquée entre les deux feuilles créant un champ électrique intense et bien homogène. Les particules à détecter traversent le détecteur perpendiculairement au plan des feuilles et produisent des paires électron-ion dans le gaz. Ces électrons sont multipliés sous l'influence du champ électrique intense. Il y a donc avalanche et le facteur de multiplication peut être très grand puisque il est lié à la quantité E/p où E est le champ électrique (qui est important) et p la pression du gaz (qui est faible). Un signal très rapide est délivré sur l'anode. Il est dû au mouvement des électrons et permet une prise de temps. La hauteur du signal dépendant, dans une certaine mesure, de l'énergie déposée dans le détecteur, il suffit de fixer un seuil sur ce signal pour éliminer les particules légères telles que les protons ou les alphas.

Au cours de notre première expérience, nous n'avons utilisé ce détecteur que pour savoir s'il y avait ou non un fragment de fission en coïncidence avec le fragment détecté sur l'une des jonctions. Lors de la seconde expérience, nous avons préféré remplacer le détecteur décrit ci-dessus par un détecteur du même type mais à localisation [7]. Dans celui-ci l'anode est formée de deux grilles de fils orthogonales placées du part et d'autre de la cathode (fig. II.3). Entre les fils sont intercalées des lignes à retard, de sorte que le signal collecté sur un fil et provenant du passage d'une particule chargée donne un signal sur chacune des deux extrémités de la ligne à retard. La différence de temps entre ces deux signaux indique le numéro du fil touché et donc la position de la par-

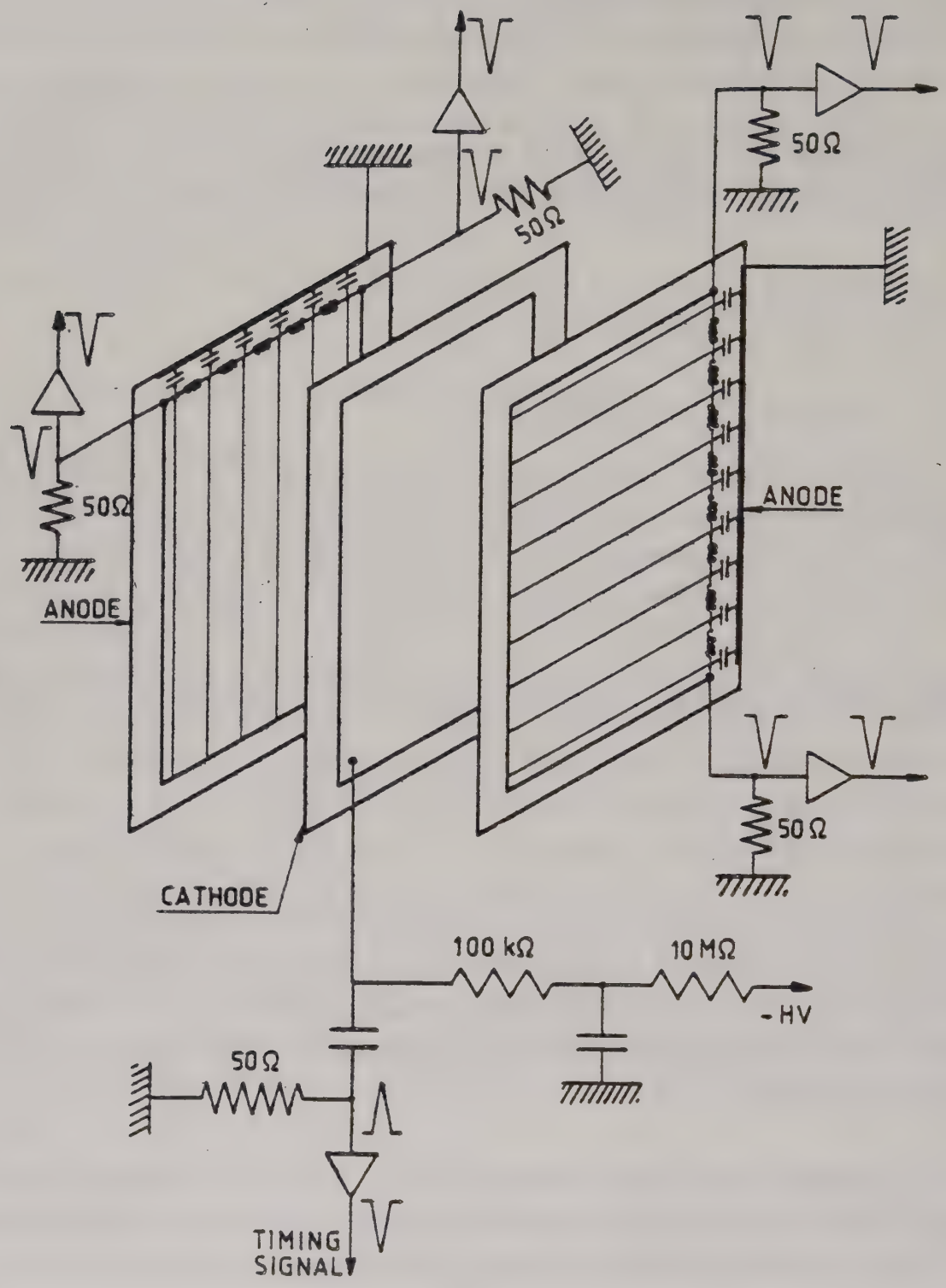


Fig. II.3 : *Schéma du détecteur à plaques parallèles à localisation.*

ticule. L'emploi de ce détecteur nous permet d'être sûrs que la corrélation entre les deux fragments de fission est bien couverte.

II.2.3. Electronique - Acquisition

a) *Electronique*

Un schéma du montage électronique est représenté sur la figure II.4.

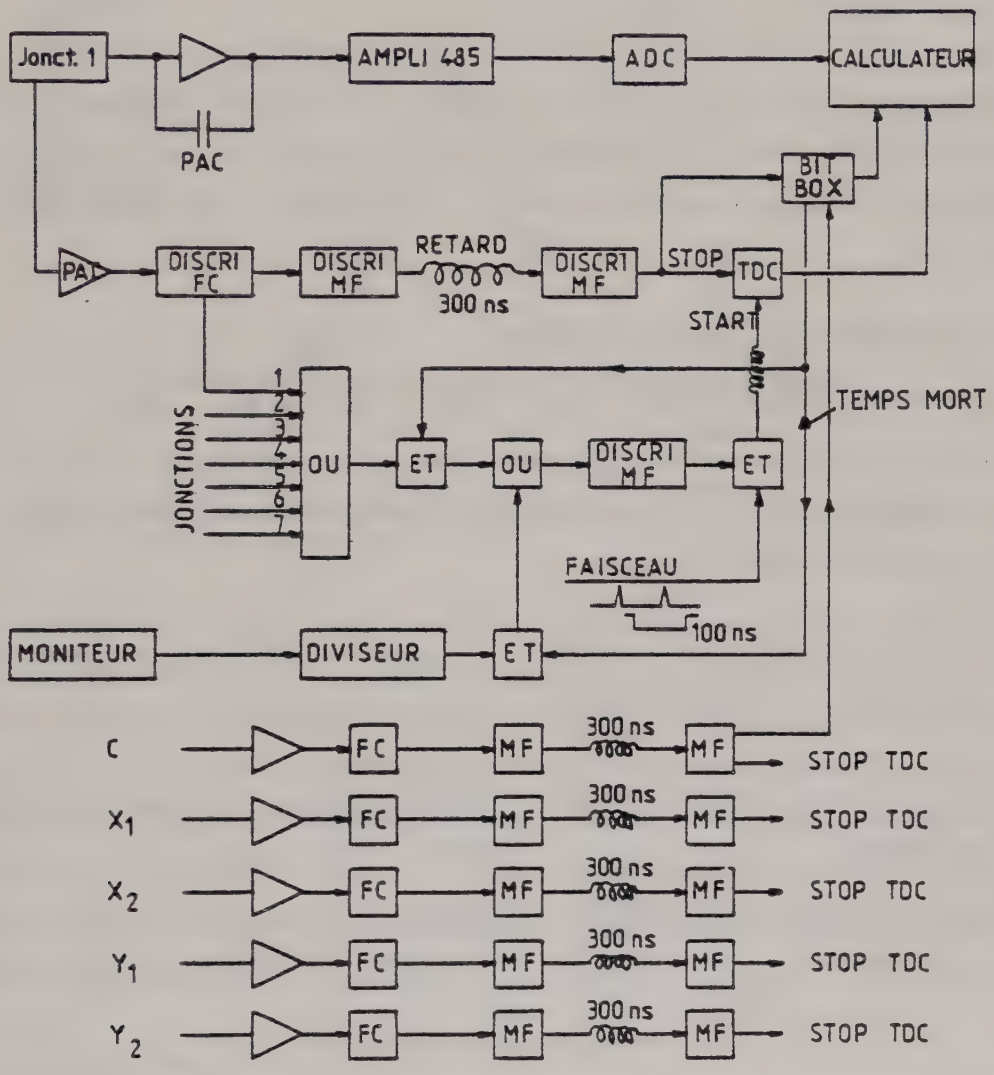


Fig. II.4 : *Schéma du montage électronique*

A chaque détecteur on associe une voie linéaire donnant un signal proportionnel à l'énergie du produit détecté et une voie rapide mesurant la différence de temps entre les signaux Start et Stop.

- Les voies linéaires comprennent un préamplificateur de charge (PAC), un amplificateur (Ortec 485) mettant en forme l'impulsion et aboutissant à un convertisseur analogique digital (ADC).

- Les voies temps de vol comportent un préamplificateur de tension (PAT)

suivi d'un discriminateur à fraction constante permettant une prise en temps précise. L'impulsion ainsi obtenue est retardée et mise en forme puis envoyée en Stop d'un convertisseur de temps digital (TDC) qui compare la différence de temps entre Start et Stop avec une horloge interne à quartz. L'un des signaux temps est donné par la microstructure du faisceau.

b) *Acquisition*

L'acquisition des données se fait sur un calculateur PDP 11/45. Les différents événements sont identifiés grâce à des tiroirs de marquage (Bit Box) qui permettent de préciser leur origine et sont enregistrés sur bandes magnétiques. Un programme d'analyse en ligne permet de visualiser les différents spectres obtenus.

II. 2.4. Etalonnages - Normalisation

a) *Etalonnage en énergie*

Pour l'étalonnage en énergie des détecteurs semi conducteurs nous avons utilisé une source de ^{252}Cf, produit qui fissionne spontanément pour donner un spectre composé de deux pics pour

$$\bar{M}_L = 106 \text{ u.m.a} \qquad \bar{E}_L = 103.8 \text{ MeV}$$

$$\bar{M}_H = 142 \text{ u.m.a} \qquad \bar{E}_H = 79.4 \text{ MeV}$$

$\bar{M}_L$, $\bar{E}_L$, $\bar{M}_H$, $\bar{E}_H$ sont respectivement la masse moyenne et l'énergie moyenne des pics légers et lourds.

Nous avons adopté la méthode de Schmitt et Kicker [8] pour relier la position, X, en numéro de canal des pics à l'énergie E des produits détectés

$$E = (a+a'M)\ X + (b+b'M) \qquad (7)$$

où M est la masse de la particule détectée (en u.m.a)

a, a', b, b' sont des coefficients déterminés par :

$$a = \frac{24.0203}{X_L - X_H}$$

$$b = 89.6083 - a\ X_L$$

$$a' = \frac{0.03576}{X_L - X_H}$$

$$b' = 0.1370 - a'\ X_L$$

P_L, P_H sont les positions respectives en canaux des pics légers et lourds.

X_L et X_H ont été déterminés par des fits gaussiens sur les spectres de fission du californium obtenus. Un exemple de spectre et de fit est donné sur la figure II.5.

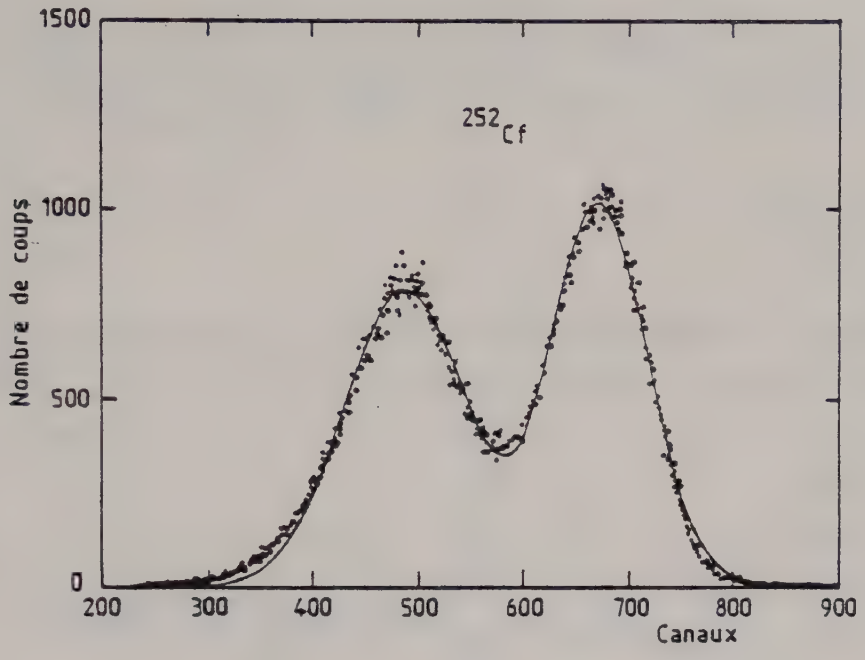


Fig. II.5 : *Spectre des produits de fission du ^{252}Cf et fit par deux gaussiennes.*

Cet étalonnage n'est en fait valable que pour des produits détectés dont la masse et l'énergie sont de l'ordre de celles des produits de fission de ^{252}Cf. Aussi observe-t-on un écart entre l'énergie de diffusion élastique calculée suivant (7) et (8) et l'énergie calculée cinématiquement. Cet écart est de l'ordre de 10 %. Mais puisque nous nous intéressons essentiellement aux produits de fission du système ^{35}Cl + ^{238}U, cet étalonnage est tout à fait approprié. Nous n'avons donc pas cherché à faire une correction pour obtenir une énergie de diffusion élastique correcte.

b) *Etalonnage en temps*

Le temps de vol, t, est relié au numéro de canal, y, correspondant par la relation

$$t = cy + to \qquad (9)$$

c est une constante. C'est la pente des convertisseurs temps digitaux définie avec précision par le constructeur

$$c = 200 \text{ ns}/2048 \text{ canaux.}$$

Nous avons vérifié cette valeur à partir de retards calibrés introduits dans la chaîne électronique, en mesurant le déplacement du pic de diffusion élastique induit par ces retards.

c) *Normalisation des sections efficaces*

Pour mesurer des sections efficaces absolues nous avions besoin d'une normalisation. C'est le rôle du moniteur placé à l'avant (14°) ; il nous permet de connaître le rapport section efficace / nombre de coups puisque nous pouvons calculer cinématiquement la section efficace de diffusion élastique.

II.2.5. Résolution

a) *En énergie*

La figure II.6 montre un spectre en énergie obtenu à 240 MeV. La résolution est mesurée sur le pic de diffusion élastique. Elle est de l'ordre de 1.5 %.

b) *En temps*

Sur la figure II.7 on peut voir le spectre en temps de vol du même détecteur. La largeur à mi hauteur du pic de diffusion élastique est de l'ordre de 400 ps.

Compte tenu du fait que les produits de diffusion élastique ont un temps de vol de l'ordre de 20 ns, cela donne une résolution en temps voisine de 2 %.

c) *En masse*

La résolution en masse est donnée par

$$\frac{\Delta M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \qquad (10)$$

soit à peu près 4 %, ce qui pour les produits de fission dont la masse est de l'ordre de 130 u.m.a donne une incertitude

$$\Delta M = 5 \text{ u.m.a} .$$

En fait, nous nous intéressons aux distributions de masse et à leur largeur. Ce qu'il importe de savoir c'est plutôt l'accroissement de largeur que cette résolution en masse peut provoquer. La distribution observée est en fait le produit de convolution de la distribution réelle par la fonction de résolution. Si nous supposons que ces deux fonctions sont des gaussiennes d'écart quadratique moyen respectivement σ et σ_R, la distribution finale sera proportionnelle à

$$F(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_R} \int e^{-\frac{(X-Y-X_o)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{-Y^2}{2\sigma_R^2}} dY \qquad (11)$$

ici la variable X est la masse M(u.m.a).

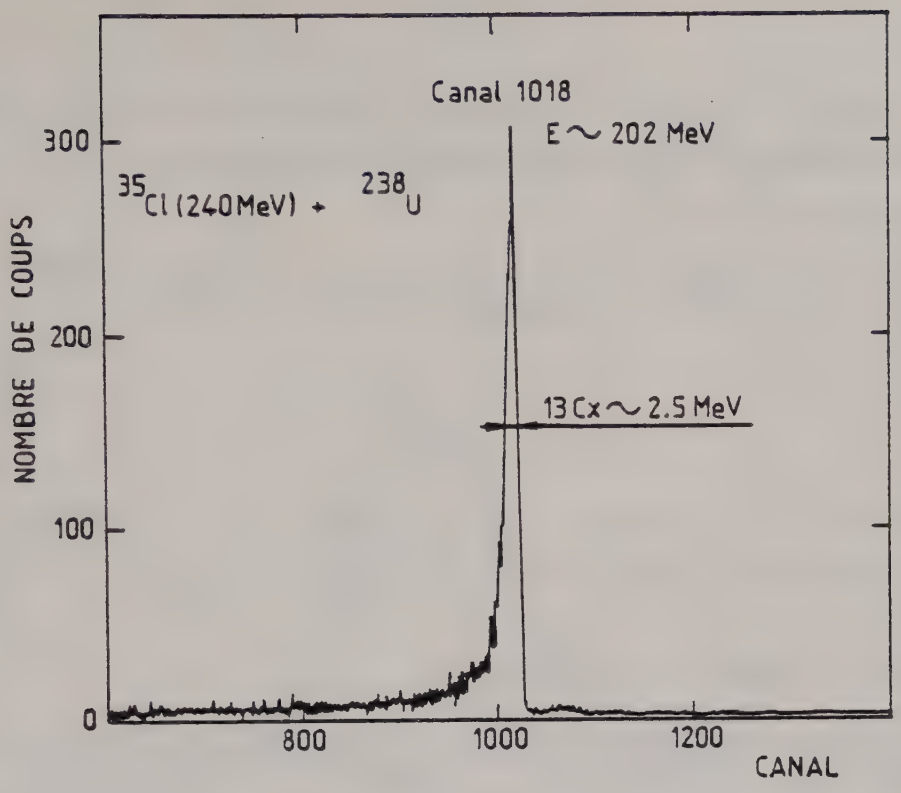


Fig. II.6 : *Spectre en énergie obtenu à 240 MeV. La résolution ΔE/E est de l'ordre de 1.5 %.*

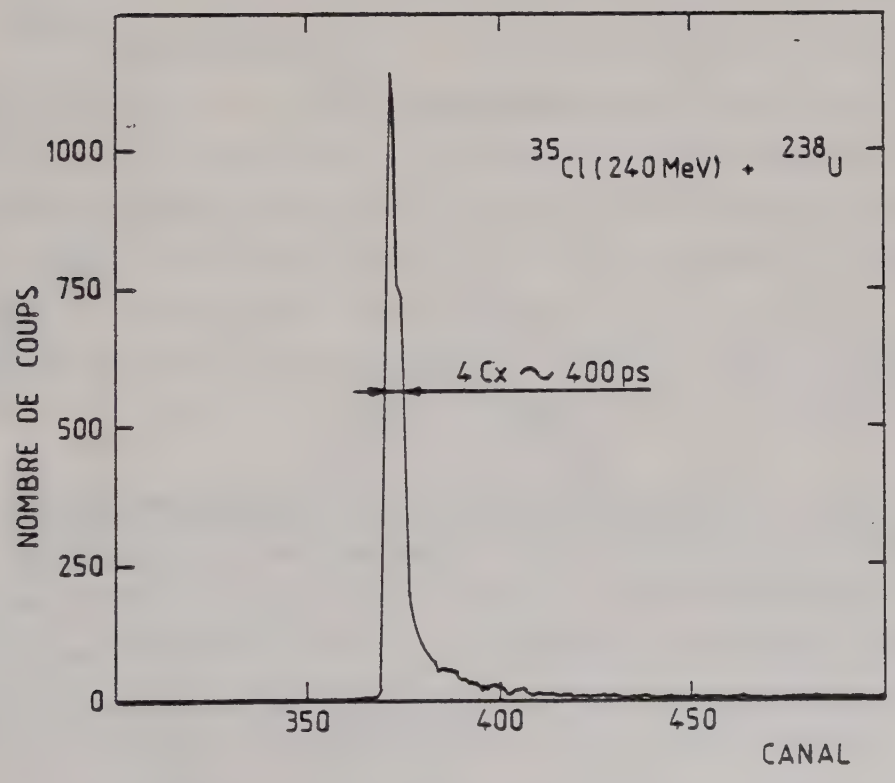


Fig. II.7 : *Spectre en temps obtenu à 240 MeV. La résolution est de l'ordre de 400 ps.*

et

$$\sigma_R = \frac{R}{2.35} \quad X.$$

Comme σ_R dépend de X, cela ne permet pas d'exprimer la variance de la distribution finale comme une combinaison simple de σ et σ_R.

On obtient par exemple :

$\sigma_{(u.m.a)}$	$\bar{M}_{(u.m.a)}^{R}$		σ_{finale} (u.m.a)
30	130	.04	30.35
35	130	.04	35.35

La contribution à l'élargissement des distributions de masse due à la résolution est toujours inférieure ou égale à une unité de masse.

II.3 ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

Ce sont les distributions de masse des produits de fragmentation symétrique, obtenues à partir de la mesure simultanée de l'énergie et du temps de vol pour chaque événement, qui vont nous donner les informations souhaitées : section efficace de fragmentation symétrique et largeur de ces mêmes distributions.

II.3.1. Elimination de la fission séquentielle

a) *Elimination grâce au détecteur à plaques parallèles*

Nous avons pu nous affranchir du problème de la contamination des résultats par la fission séquentielle en exigeant la coïncidence entre le fragment de fission détecté sur un détecteur fission et le second fragment corrélé atteignant le détecteur à plaques parallèles. La fission séquentielle est un processus à trois corps (réaction très inélastique suivie de la fission de la quasi cible). Les deux fragments de fission ne sont donc pas aussi simplement corrélés que dans un processus à deux corps.

Les figures II.8a et II.8b montrent des distributions de masse obtenues respectivement en demandant et en ne demandant pas la coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles. L'énergie du projectile est 320 MeV. Nous voyons que la fission séquentielle représente une part importante des événements ; ce qui n'est pas surprenant dans le cas d'un noyau cible si lourd, donc ayant une barrière de fission faible.

$$B_f(^{238}U) \sim 5 \text{ MeV} \qquad \text{d'après [5].}$$

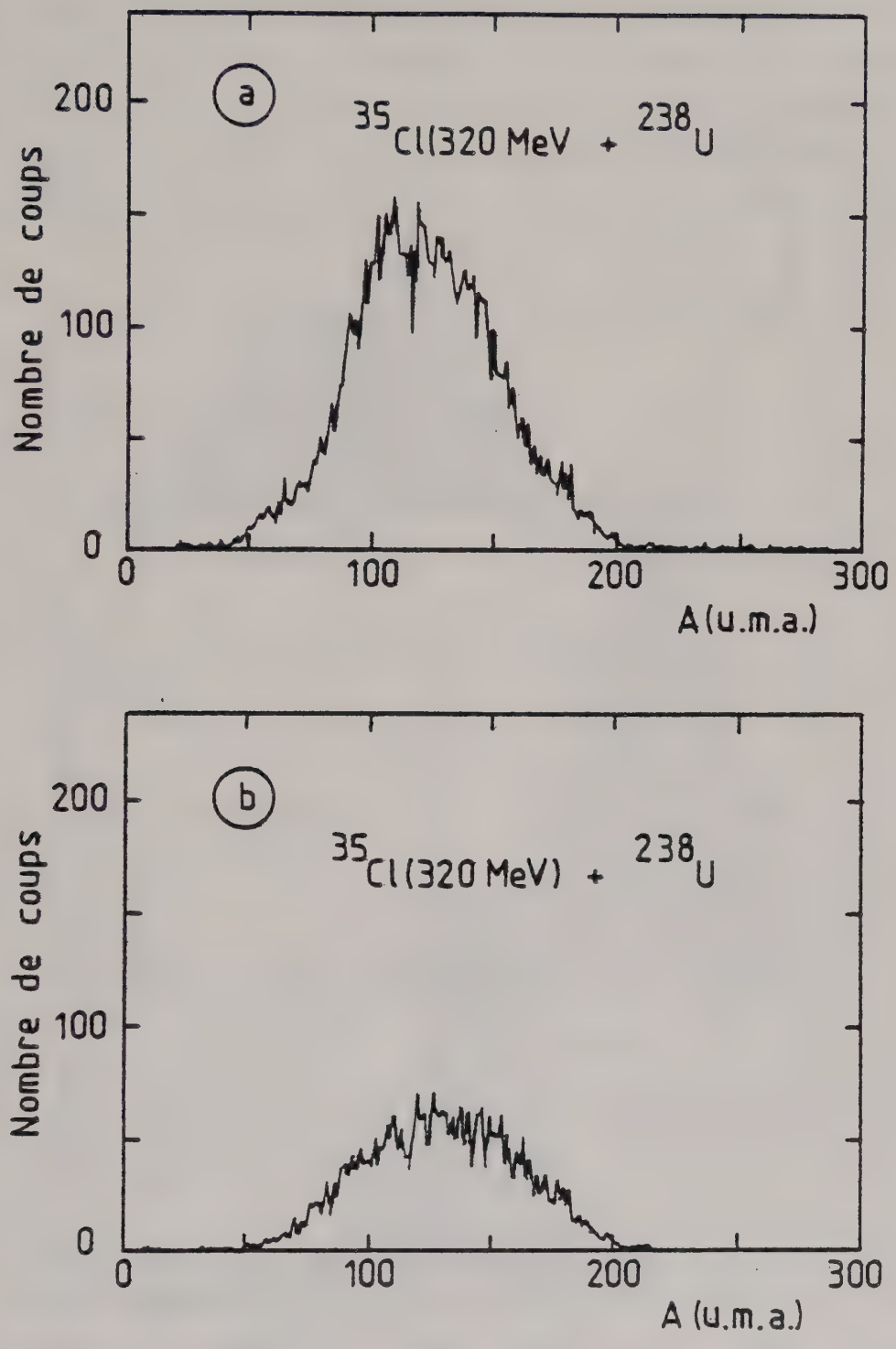


Fig. II.8 : a) *Distribution de masse de fragmentation symétrique à 320 MeV sans coïncidence*

b) *avec coïncidence.*

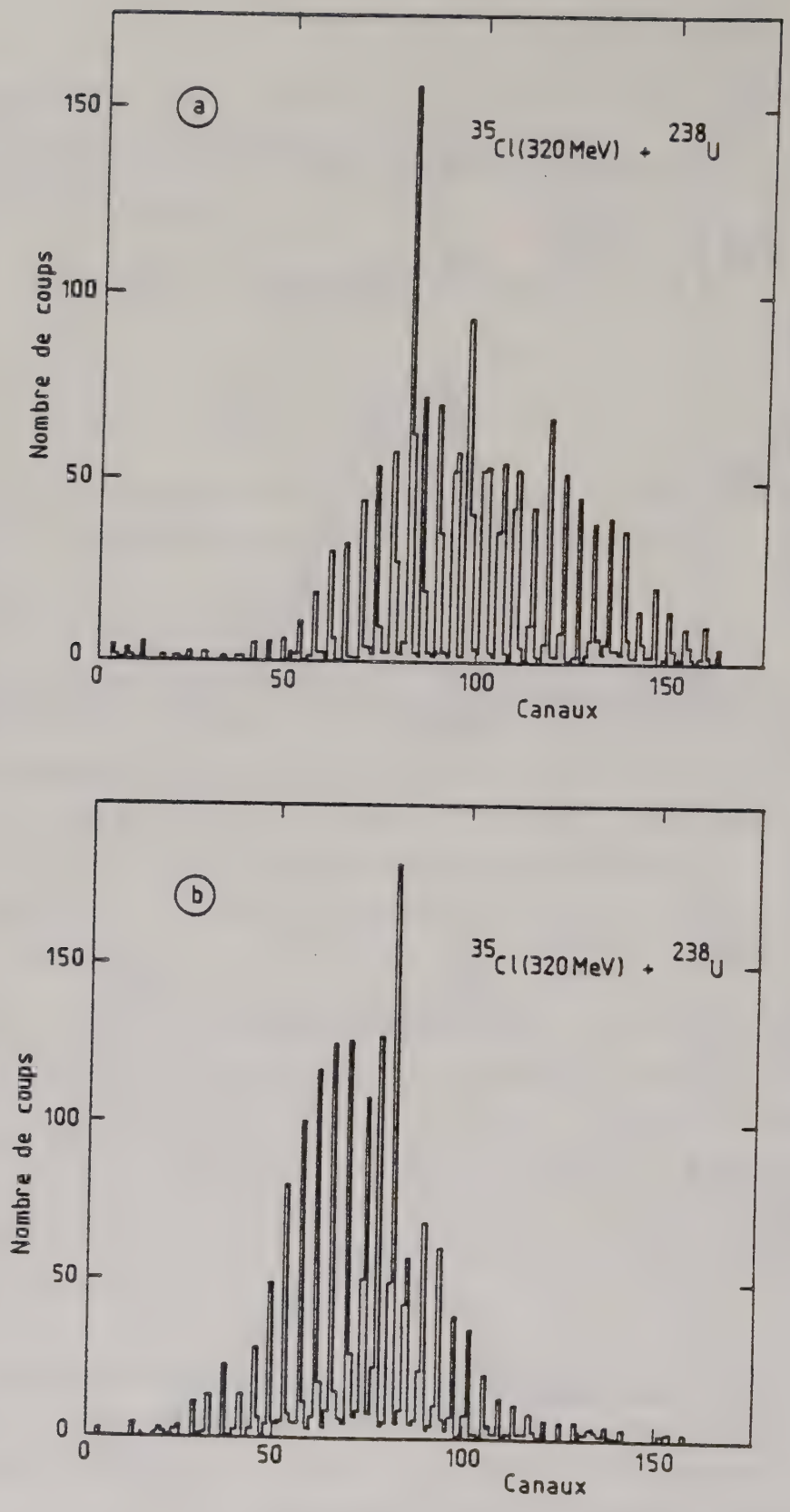


Fig. II.9 : *Spectres obtenus sur le détecteur à plaques parallèles à localisation en coïncidence avec un des détecteurs de fission* E_{lab} = *320 MeV*

a) en X (perpendiculairement au plan de réaction)
b) en Y (parallèlement au plan de réaction).

Lors de la deuxième expérience nous disposions d'un détecteur à plaques parallèles à localisation, nous avons donc pu vérifier que celui-ci couvrait bien la corrélation. Sur les figures II.9a et II.9b on peut voir les spectres obtenus en X et Y c'est-à-dire dans les directions respectivement parallèle et perpendiculaire au plan de réaction lorsque la coïncidence avec l'un des détecteurs de fission est exigée. On constate sur ces figures que la corrélation est bien couverte (cependant à la plus haute énergie dans le cas des trois détecteurs les plus à l'arrière, la corrélation n'est pas tout à fait couverte comme on peut le voir sur la figure II.10. Il faudra en tenir compte et faire pour ces trois détecteurs une légère correction sur les sections efficaces).

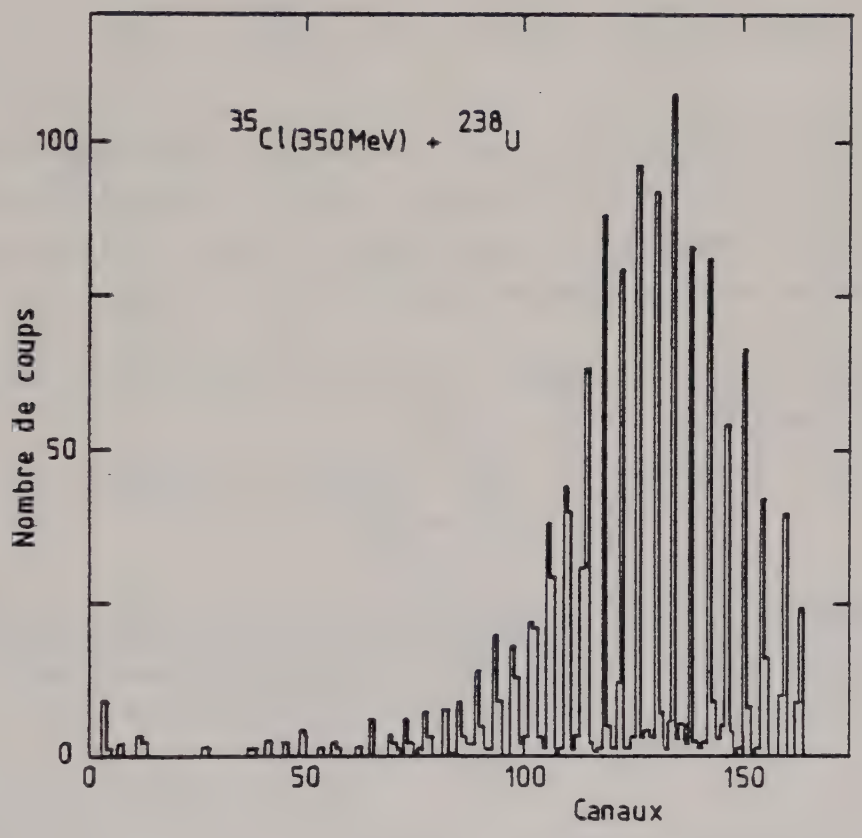


Fig. II.10 : *Id. figure II.9a mais pour un détecteur placé plus à l'arrière et pour* E_{lab} *= 350 MeV. La corrélation n'est pas très bien couverte.*

De plus on pourra sélectionner grâce à des coupures imposées sur ces spectres le pic correspondant à la fission à deux corps, ce qui nous permettra d'une part d'éliminer une partie de la fission séquentielle qui arrivait sur le détecteur à plaques parallèles et d'autre part d'évaluer le pourcentage de fission séquentielle restant sous le pic de fission à deux corps. Ces deux quantités sont en fait assez faibles : de l'ordre de 4 à 5 % de la fission séquentielle totale pour chacune.

b) *Correction des sections efficaces obtenues lors de la première expérience*

En comparant les rapports du nombre d'événements de fission séquentielle sur le nombre d'événements total de fission à 320 MeV

$$R = \frac{N_{FS}}{N_{tot}}$$

dans le cas de la première expérience et dans le cas de la seconde, nous pouvons savoir si nous avions bien éliminé la fission séquentielle avec le détecteur à plaques parallèles sans localisation. On trouve

$$R_1 = \left(\frac{N_{FS}}{N_{tot}}\right)_1 = .605 \qquad R_2 = \left(\frac{N_{FS}}{N_{tot}}\right)_2 = .643$$

R_1 est légèrement inférieur à R_2. Au cours de la première expérience nous encadrions donc relativement bien la corrélation, la différence provient certainement de la fission séquentielle restant sous le pic et à côté du pic de fission vraie que nous ne pouvions éliminer dans ce cas.

Ceci nous a conduit à corriger les sections efficaces obtenues au cours de la première expérience [9] d'un facteur

$$F = \frac{1 - R_2}{1 - R_1} \,. \qquad (12)$$

La table 1 donne les valeurs corrigées des sections efficaces de fragmentation symétrique et les valeurs du rapport σ_{FS}/σ_{tot} qui est égal à R.

Table 1

Rapport de la section efficace de fission séquentielle à la section efficace totale de fragmentation symétrique pour chaque énergie.

E_{lab} MeV	$\frac{\sigma_{FS}}{\sigma_{tot}}$
240	.523
280	.567
296	.610
317	.643
321	.643
350	.695

Ce rapport croît avec l'énergie incidente du projectile, cette évolution est représentée sur la figure II.11. On notera que la section efficace de fission séquentielle peut atteindre un pourcentage très important de la section efficace totale : jusqu'à 70 % à 350 Mev. On peut comparer les valeurs obtenues avec celle donnée par la référence [10]. Celle-ci est du même ordre de grandeur mais légèrement inférieure à nos valeurs.

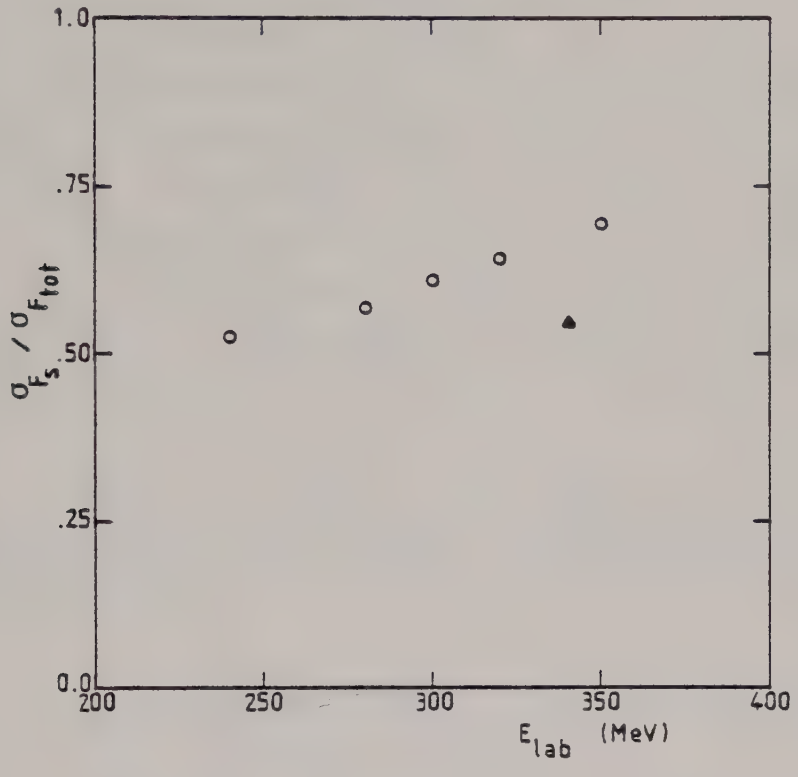


Fig. II.11 : *Rapport de la section efficace de fission séquentielle à la section efficace de fission totale en fonction de l'énergie du projectile ▲ point obtenu pour le système $^{40}Ar + ^{238}U$ à 340 MeV d'après la référence [10].*

c) *Spectres bidimensionnels*

Nous aurions pu essayer de séparer la fission séquentielle de la fission vraie sur les spectres bidimensionnels énergie-temps de vol ou énergie-masse comme cela avait été fait pour d'autres systèmes [1,3,4]. En effet, les produits de fission de la quasi-cible ont une masse et une énergie cinétique inférieures à celles des produits de fission du système composite.

La figure II.12 représente des diagrammes bidimensionnels TKE-masse avec et sans coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles. On constate bien, sur la fig. II.12a la présence de deux pics mais ceux-ci se recouvrent fortement ce qui rend difficile toute séparation. Par contre lorsqu'on exige la coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles on voit disparaître le pic de

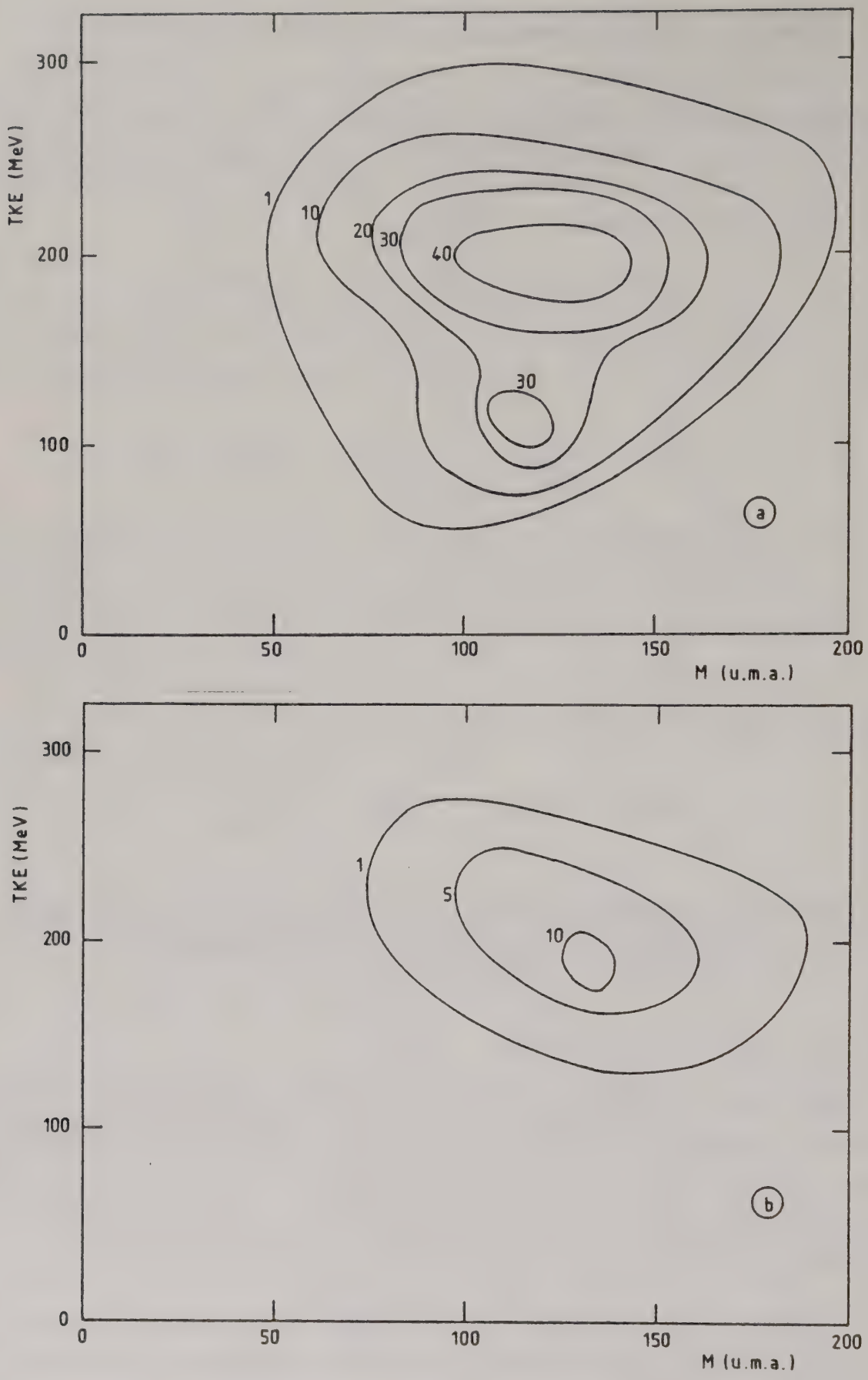


Fig. II.12 : *Diagrammes bidimensionnels énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE)-masse*
(a) sans coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles
(b) avec coïncidence.

plus basse énergie. L'avantage qu'il y a à utiliser un deuxième détecteur en coïncidence avec les détecteurs de fission pour éliminer les produits de fission séquentielle plutôt que la méthode consistant à séparer celle-ci sur les diagrammes bidimensionnels TKE-masse apparaît donc évident.

II.3.2. Sections efficaces de fragmentation symétrique

a) *Détermination des sections efficaces*

Les sections efficaces ont été calculées grâce au moniteur placé à l'avant. Le nombre intégré d'événements contenus dans les distributions de masse de fragmentation symétrique a été comparé au nombre d'événements de diffusion élastique atteignant le moniteur. Nous ne pouvions en effet pas normaliser les sections efficaces sur celles de la diffusion élastique arrivant sur les détecteurs de fission car, sauf à la plus basse énergie, les détecteurs étaient placés à l'arrière de l'angle d'effleurement du projectile (cf. table 2).

Table 2

Angle d'effleurement θ_{gr} à chaque énergie. Les détecteurs de fission étaient placés au voisinage de 65°.

E_{lab} MeV	θ_{gr}
240	76
280	56
300	50
320	45
350	39

b) *Incertitudes*

La normalisation sur le moniteur est la principale source d'incertitude sur la section efficace de fragmentation symétrique. En effet pour les angles très à l'avant, la section efficace de diffusion élastique varie très rapidement avec l'angle. Une petite erreur sur la mesure de l'angle auquel est placé

le moniteur ou un mauvais alignement du faisceau introduira une grande erreur sur la section efficace. Une erreur totale de 0.5° sur l'angle est tout à fait possible et conduit à une erreur relative de 17 % sur la section efficace de fragmentation symétrique.

Les autres causes d'erreur proviennent bien entendu de la fission séquentielle. Mais comme nous l'avons vu, nous l'avons pratiquement complètement éliminée. Par conséquent nous pouvons finalement considérer que l'incertitude relative sur les sections efficace de fragmentation symétrique est

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \simeq 20\ \%.$$

c) *Résultats expérimentaux*

Les résultats expérimentaux sont présentés dans la table 3 et sur la figure II.13. On remarquera un écart d'à peu près 25 % entre les points expérimentaux obtenus lors de la première expérience et ceux mesurés pendant la seconde.

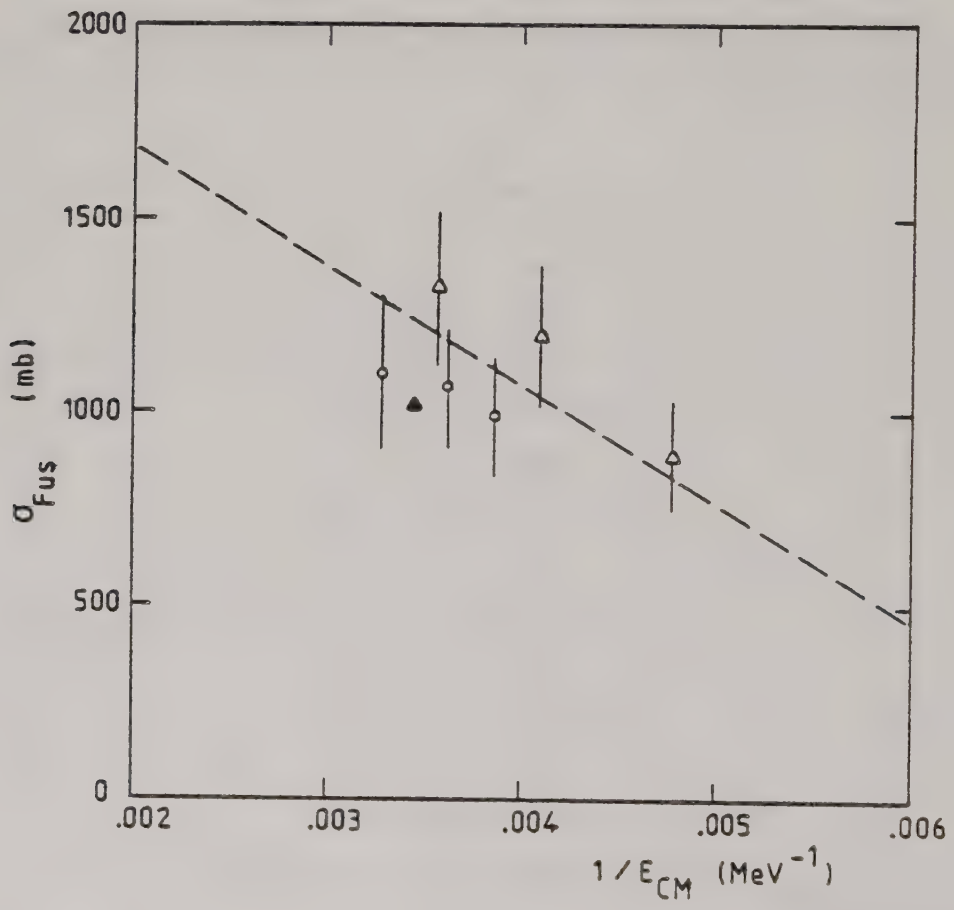


Fig. II.13 : *Fonction d'excitation de fusion pour le système* $^{35}Cl + ^{238}U$. △ *Première expérience,* ▷ *deuxième expérience.* ▲ *Système* $^{40}Ar + ^{238}U$ *étudié dans* [10]. *La ligne en tiretés donne un comportement moyen de* σ_{Fus} *en fonction de* $1/E_{cm}$.

Table 3

Résultats expérimentaux : E_{lab} est l'énergie dans le système du laboratoire, E_{cm} dans celui du centre de masse, E^* est l'énergie d'excitation, Γ_f la largeur des distributions de masse, σ_{Fus} la section efficace de fusion, ℓ_{cr} le moment angulaire critique.

E_{lab} MeV	E_{cm} MeV	E^* MeV	Γ u.m.a	σ_{Fus} mb	ℓ_{cr}
240	209	90	73±4	890±140	92
280	244	125	72±5	1200±180	116
296	258	139	69±3	990±150	108
317	276	157	70±3	1070±160	116
321	280	161	74±5	1320±200	130
350	305	186	70±4	1100±200	124

Cet écart, compatible avec les barres d'erreur, est certainement dû à l'erreur sur la mesure de l'angle du moniteur, erreur provenant très probablement d'un mauvais alignement du faisceau dans l'une ou l'autre des expériences. La figure II.13 représente la fonction d'excitation de fusion. La section efficace de fusion (équivalente à la section efficace de fragmentation symétrique dans le cas des systèmes lourds) croît un peu avec l'énergie.

Nous avons représenté le point donné par la réf. [10] pour le système $^{40}Ar + ^{238}U$: il est tout à fait en accord avec nos résultats.

II.3.3. Largeurs des distributions de masse

a) *Obtention des largeurs*

La largeur à mi-hauteur des distributions de masse de fragmentation symétrique a été obtenue en calculant l'écart quadratique moyen σ_a par la formule

$$\sigma_A^2 = \frac{\sum_i N_i A_i^2}{\sum_i N_i} - \left(\frac{\sum_i N_i A_i}{\sum_i N_i}\right)^2 \qquad (13)$$

Si l'on suppose que les distributions sont à peu près des gaussiennes, la largeur à mi-hauteur Γ est donnée par

$$\Gamma = \sqrt{8 \text{ Ln } 2}\ \sigma_A \ . \qquad (14)$$

Une fois la fission séquentielle éliminée, les distributions de masse de fission apparaissent sans pratiquement aucune contamination car l'exigence de la coïncidence avec le détecteur à plaques parallèles a aussi fait disparaître les produits de réactions profondément élastiques ; ils étaient d'ailleurs parfaitement séparés des produits de fission.

b) *Incertitudes*

Nous avons vérifié que le fait de couper plus ou moins de fission séquentielle dans les queues des spectres du détecteur à plaques parallèles n'avait que peu d'influence sur les largeurs des distributions de masse. L'incertitude sur ces largeurs due à une contamination de fission séquentielle est donc faible : nous l'avons évaluée à 1 u.m.a pour la seconde expérience et à 2 ou 3 u.m.a pour la première car le détecteur à plaques parallèles n'était pas à localisation et comme nous l'avons vu précédemment il semble qu'il restait un peu de fission séquentielle.

Les causes d'incertitude sur les valeurs de Γ sont donc essentiellement la résolution en masse qui contribue pour au plus une unité de masse (cf. II.5.c) et la statistique. Celle-ci n'a pas toujours été très bonne. Les distributions sont parfois assez loin d'être des gaussiennes. Nous avons constaté que selon le choix que l'on faisait pour les limites de la distribution de masse, on pouvait trouver des différences sur Γ de l'ordre de 1 à 2 u.m.a.

Finalement, l'incertitude totale sur la largeur des distributions de masse de fragmentation symétrique est de 3 à 5 u.m.a soit

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 4 \text{ à } 7 \ \%$$

pour l'incertitude relative.

c) *Correction d'évaporation de neutrons*

Les distributions doivent être corrigées de l'évaporation de neutrons. En effet, le système composite formé émet un certain nombre de particules avant de se désexciter par fission symétrique. Nous n'avons en fait considéré que le cas des neutrons. La distribution que nous obtenons n'est pas caractéristique du

système initial mais du système ayant perdu plusieurs particules, il nous faut donc remonter à la distribution initiale.

Si nous supposons que l'énergie d'excitation se répartit proportionnellement à la masse, un fragment de masse importante aura évaporé plus de neutrons qu'un fragment de masse plus faible. La distribution que l'on obtiendrait s'il n'y avait pas d'évaporation de neutrons serait plus large que celle que nous observons après évaporation, comme cela est montré sur la figure II.14.

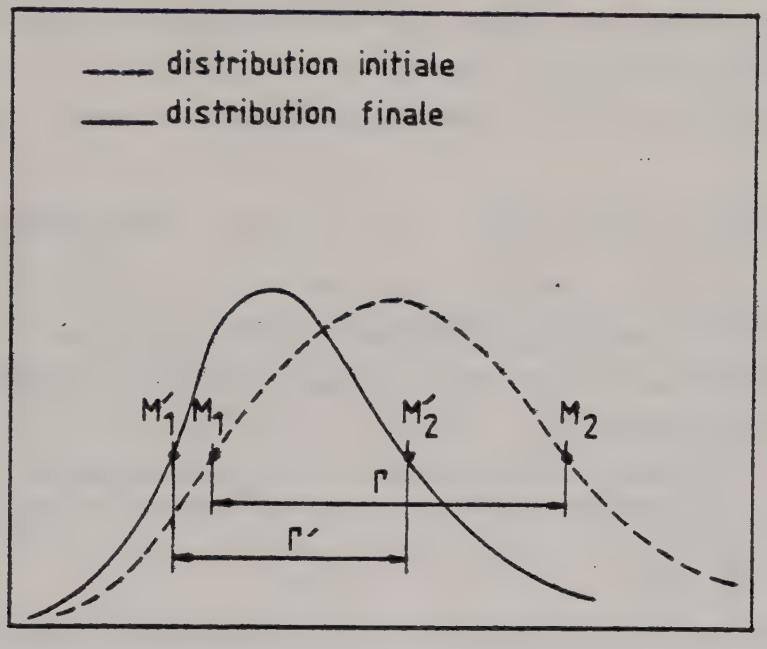


Fig. II.14 : *Correction d'évaporation de neutrons. La courbe en trait plein est la distribution observée expérimentalement de largeur Γ'. La courbe en pointillés est celle que l'on obtiendrait s'il n'y avait pas évaporation de neutrons, de largeur Γ.*

Considérons les points M_1 et M_2 à mi-hauteur de la distribution initiale. Le nombre de neutrons émis par les fragments de masse A_1 et A_2 est respectivement

$$\nu_1 = (\frac{A_1}{A} E^* - E_\gamma)/E_n$$
$$\nu_2 = (\frac{A_2}{A} E^* - E_\gamma)/E_n \qquad (15)$$

où E_n est l'énergie nécessaire à l'émission d'un neutron, supposée constante
E_γ est l'énergie emportée par émission de gammas.

Les masses A_1' et A_2' obtenues après évaporation sont donc

$$A_1' = A_1 - \nu_1 \qquad A_2' = A_2 - \nu_2$$

et la nouvelle largeur

$$\Gamma' = A_2' - A_1' = A_2 - A_1 \ (A_2 - A_1) \ \frac{E^*}{AE_n}$$

donc

$$\Gamma' = \Gamma \ (1 - \frac{E^*}{AE_n}) \qquad (16)$$

avec $\Gamma = A_2 - A_1$.

La largeur de la distribution qu'on obtiendrait s' il n'y avait pas d'évaporation de neutrons est donc donnée par la relation

$$\Gamma = \Gamma' \ (1 + \frac{E^*}{AE_n}) \qquad (17)$$

obtenue à partir de (16) si $\frac{E^*}{AE_n} << 1$ ce qui est généralement le cas.

E_n est pris d'ordinaire égal à 10 MeV. On peut montrer qu'un calcul exact sur tous les points de la distribution donne la même relation (17) [1]. Ce sont les valeurs corrigées de l'évaporation de neutrons qui sont présentées dans la table 3 et sur la figure II.15.

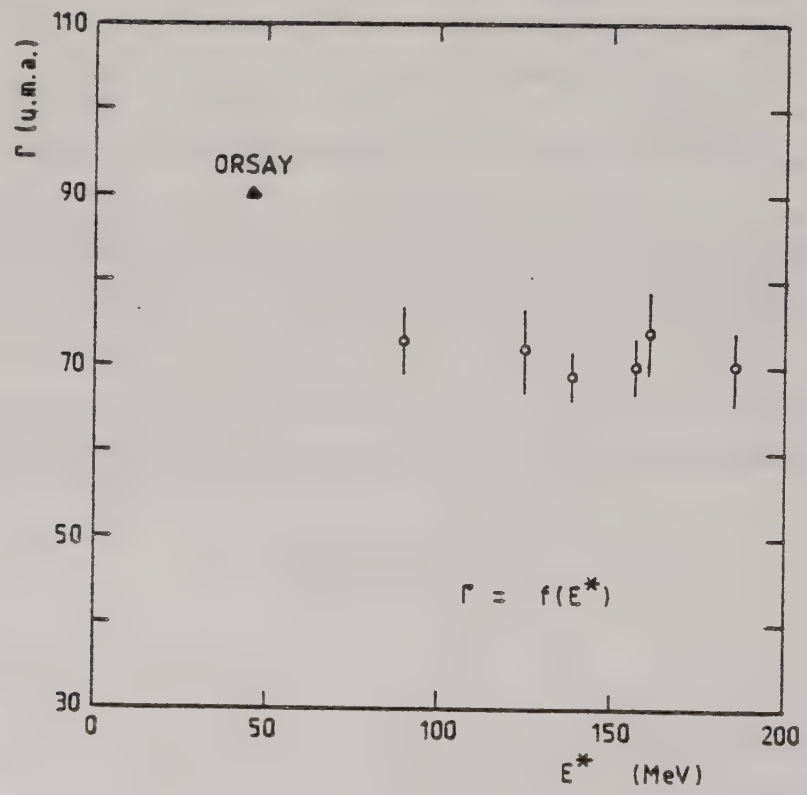


Fig. II.15 : *Largeurs à mi-hauteur des distributions de masse de fragmentation symétrique, corrigées de l'évaporation de neutrons, en fonction de l'énergie d'excitation du système composé* $^{40}Cl + ^{238}U$.
▲ *Résultat obtenu à Orsay pour le système* $^{40}Ar + ^{238}U$ [11].

d) *Résultats expérimentaux*

Les résultats obtenus (fig. II.15) ne varient pas avec l'énergie d'excitation du système composé. Les deux séries de mesure sont tout à fait compatibles compte tenu des barres d'erreur ; le léger écart est très certainement dû à une moins bonne élimination de la fission séquentielle dans le cas de la première expérience.

II.4. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.4.1. Les sections efficaces de fusion

Pour essayer d'interpréter les résultats expérimentaux présentés sur la figure II.13, nous avons utilisé quelques uns des différents modèles décrivant le processus de fusion (cf. Chapitre I).

a) *Modèle statique*

Nous avons tout d'abord considéré le modèle le plus simple : celui n'utilisant que le potentiel d'interaction entre les deux ions. Ce potentiel a été calculé par le formalisme de la densité d'énergie [12]. Nous avons donc obtenu la position, R_B, et la hauteur, V_B, de la barrière d'interaction :

$$R_B = 11.7 \text{ fm}, \quad V_B = 176 \text{ MeV}.$$

A basse énergie nous pouvons appliquer la formule (8) du Chapitre I utilisant R_B et V_B pour calculer la section efficace de fusion. A plus haute énergie, nous entrons dans le régime de la distance critique : c'est alors la relation (9) du Chapitre I qui est valable. Nous avons pris pour R_c

$$R_c = 1.0 \ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fm},$$

ce qui conduit à

$$R_c = 9.5 \text{ fm}, \quad V_c = 167 \text{ MeV}.$$

Tous nos points expérimentaux se situent dans la région de validité de la formule (9) du Chapitre I puisque le point de raccordement des deux segments a pour abscisse

$$1/E_{cm} = .0052.$$

Sur la figure II.16 nous pouvons voir que ce modèle reproduit à peu près les points de plus haute énergie ; mais la pente obtenue est beaucoup plus raide que celle que l'on pourrait déduire des points expérimentaux. Néanmoins l'accord est satisfaisant car il ne faut pas oublier que ce modèle donne de bons

résultats surtout pour les systèmes de masse intermédiaire, ce qui n'est pas notre cas. On peut remarquer que les points expérimentaux correspondant à la deuxième expérience sont en meilleur accord avec le modèle que ceux de la première.

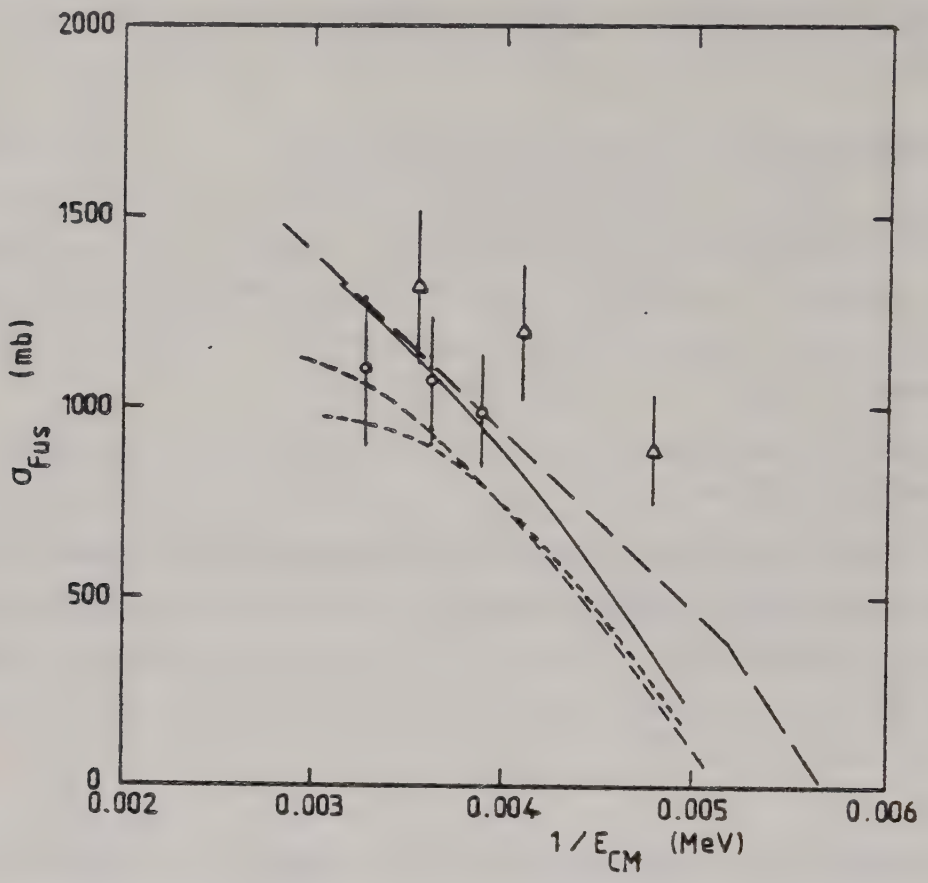


Fig. II.16 : *Id. figure II.13.*
La courbe en grands tirets est calculée par le modèle statique, celle en tirets moyens par le modèle de Gross, celle en petits tirets par le modèle de la fission rapide, celle en trait plein par le modèle de la fission rapide avec des coefficients de friction dépendant de la température.

b) *Modèle dérivé de celui de Gross et Kalinowski*

Le modèle de Gross a été décrit au Chapitre I, mais le potentiel nucléaire utilisé est ici le potentiel calculé par le formalisme de la densité d'énergie [12]. Les deux versions du modèle diffèrent aussi par le facteur de forme adopté : nous avons pris celui de Randrup [13].

La courbe en tirets moyens sur la figure II.16 représente les résultats de ce calcul. L'accord n'est pas très bon surtout à basse énergie où la section efficace de fusion est très sous-estimée. Nous reviendrons sur ce calcul au cours du Chapitre III lorsque nous introduirons un effet de température dans le calcul du potentiel d'interaction.

c) *La fission rapide*

Nous avons vu au Chapitre I que la fission rapide apparaissait quand le moment angulaire critique, ℓ_{cr}, calculé à partir des sections efficaces de fusion, était supérieur au moment angulaire limite $\ell(B_f=o)$. Les valeurs de ℓ_{cr} que nous obtenons à partir des sections efficaces de fusion expérimentales sont toutes supérieures à $\ell(B_f=o)$. Celui-ci est en effet d'après [5]

$$\ell(B_f=o) = 62$$

dans le cas du système $^{35}Cl + ^{238}U$.

Ceci indique que la fission rapide est présente à toutes les énergies considérées. C'est même le phénomène prédominant puisque les valeurs de ℓ_{cr}^{exp} sont beaucoup plus grandes que $\ell(B_f=o)$.

Nous avons calculé les sections efficaces de fusion prédites par le modèle de la fission rapide. Les résultats de ce calcul sont représentés par la courbe en petits tirets sur la figure II.16. Nous voyons que les résultats expérimentaux sont sous estimés par ce modèle, surtout à la plus basse énergie.

Grégoire et Martschew ont montré [14] qu'il était souvent nécessaire d'introduire une dépendance en température, dans les coefficients de la friction des modèles dynamiques, pour décrire correctement les sections efficaces de fusion des systèmes intermédiaires ou lourds.

Nous avons donc modifié les coefficients de friction intervenant dans le modèle de la fission rapide pour les faire dépendre de la température ; nous avons procédé comme dans la référence [14] : c'est-à-dire que nous avons multiplié ces coefficients par un facteur $\zeta(T)$ dépendant de la température. Celle-ci était définie par la relation

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \qquad (18)$$

où E^* est l'énergie d'excitation du système à chaque instant

$a = \frac{A}{8}$.

Pour la fonction $\zeta(T)$ nous avons choisi la forme c) de la réf. [14] qui semblait bien s'accorder avec notre type de système.

La courbe en trait plein sur la figure II.16 montre les résultats obtenus. On peut noter une sensible amélioration par rapport à la courbe obtenue sans introduire les effets de température. Néanmoins il ne faut pas oublier que le choix de la fonction $\zeta(T)$ est relativement arbitraire. Si l'introduction d'une

dépendance en température des coefficients de friction semble tout à fait justifiée, il reste à connaître précisément la forme de cette dépendance.

Finalement, il semble que les sections efficaces mesurées expérimentalement soient en général un peu plus grandes que celles prédites par les divers modèles disponibles, et ceci, surtout à basse énergie. Pourtant nos valeurs ne sont pas susceptibles d'être contaminées par la fission séquentielle de la quasi-cible puisque, comme nous l'avons montré, celle-ci a été totalement éliminée.

Une erreur systématique sur la normalisation à l'aide du moniteur reste toujours possible ; néanmoins, la compatibilité des deux séries de mesures et l'accord avec la mesure effectuée par les auteurs de la réf. [10] semble écarter cette hypothèse.

Il faut aussi se rappeler que la hauteur de la barrière d'interaction calculée, en utilisant ce type de potentiel ou un potentiel de proximité, est toujours plus grande (de 2 à 3 %) que la barrière mesurée expérimentalement. A basse énergie, il est donc normal de trouver des sections efficaces de fusion calculées légèrement inférieures à celles mesurées expérimentalement.

Il peut sembler paradoxal que ce soit le modèle statique, donc le plus schématique, qui donne le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Toutefois les modèles dynamiques présentent l'avantage de décrire, en plus, d'autres propriétés du processus de fusion. Le modèle de la fission rapide, en particulier, nous permet de calculer les fluctuations autour des valeurs moyennes. Nous pourrons, par exemple, prévoir les largeurs des distributions de masse.

I.4.2. Les largeurs de distribution de masse

Les résultats expérimentaux concernant les largeurs des distributions de masse sont présentés dans la table 3. L'étude de ces largeurs est intéressante car, comme nous l'avons vu au Chapitre I, elle peut nous permettre de déceler la présence de fission rapide.

Trois constatations expérimentales sont à interpréter : la valeur absolue de ces largeurs, le fait qu'elles semblent rester constantes avec l'énergie d'excitation et la légère dépendance avec l'angle de détection.

a) *Valeurs absolues des largeurs*

Il est intéressant de comparer les valeurs obtenues avec ce qui est trouvé

pour les systèmes voisins de $^{35}Cl + ^{238}U$. Malheureusement les largeurs de distributions de masse ont été assez peu étudiées pour ces systèmes dans la même gamme d'énergie.

A orsay, une expérience récente mettant en jeu un système tout à fait comparable au nôtre, $^{40}Ar + ^{238}U$, a été réalisée [11]. L'énergie de bombardement était de 209 MeV. La largeur de la distribution de masse des produits de fragmentation symétrique a été trouvée de l'ordre de 90 u.m.a. Cette valeur, très grande, semble en désaccord avec les mesures que nous avons faites (fig. II.15). Il se peut qu'une élimination incomplète de la fission séquentielle en soit la cause.

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des largeurs de distributions de masse, on peut extrapoler les résultats obtenus par Sahm et al. [15]. Ceux-ci ont étudié l'évolution de la largeur de fission en fonction de la hauteur de la barrière de fission pour des noyaux composés de masse comprise entre 184 et 248 u.m.a. Les différents noyaux étaient formés dans des conditions de température et de moment angulaire critique sensiblement identiques. Les largeurs données correspondent à des largeurs de fission de noyau composé pur puisque pour tous les systèmes étudiés, $\ell(B_f=o)$ est nettement supérieur au moment angulaire critique obtenu : la probabilité qu'il y ait de la fission rapide est donc quasiment nulle.

Sur la figure II.17 sont représentées les valeurs obtenues dans la réf. [15]. On voit que l'écart quadratique moyen, σ_A, décroît à peu près linéairement avec la hauteur de la barrière de fission, B_f^{ld}.

Connaissant la hauteur de la barrière de fission pour le noyau composé $^{273}_{109}X$, nous pouvons déduire l'écart quadratique attendu. Ceci, à condition de nous placer dans des conditions équivalentes à celles de la réf. [15] en ce qui concerne la température et le moment angulaire critique.

Nous pourrons ensuite avoir une idée de la valeur de σ_A aux températures qui nous intéressent en supposant une loi de variation de σ_A en $\sqrt{T}$. C'est la loi obtenue si l'on fait l'hypothèse que les fluctuations autour de la valeur moyenne sont d'ordre purement statistique et que le potentiel est harmonique [16].

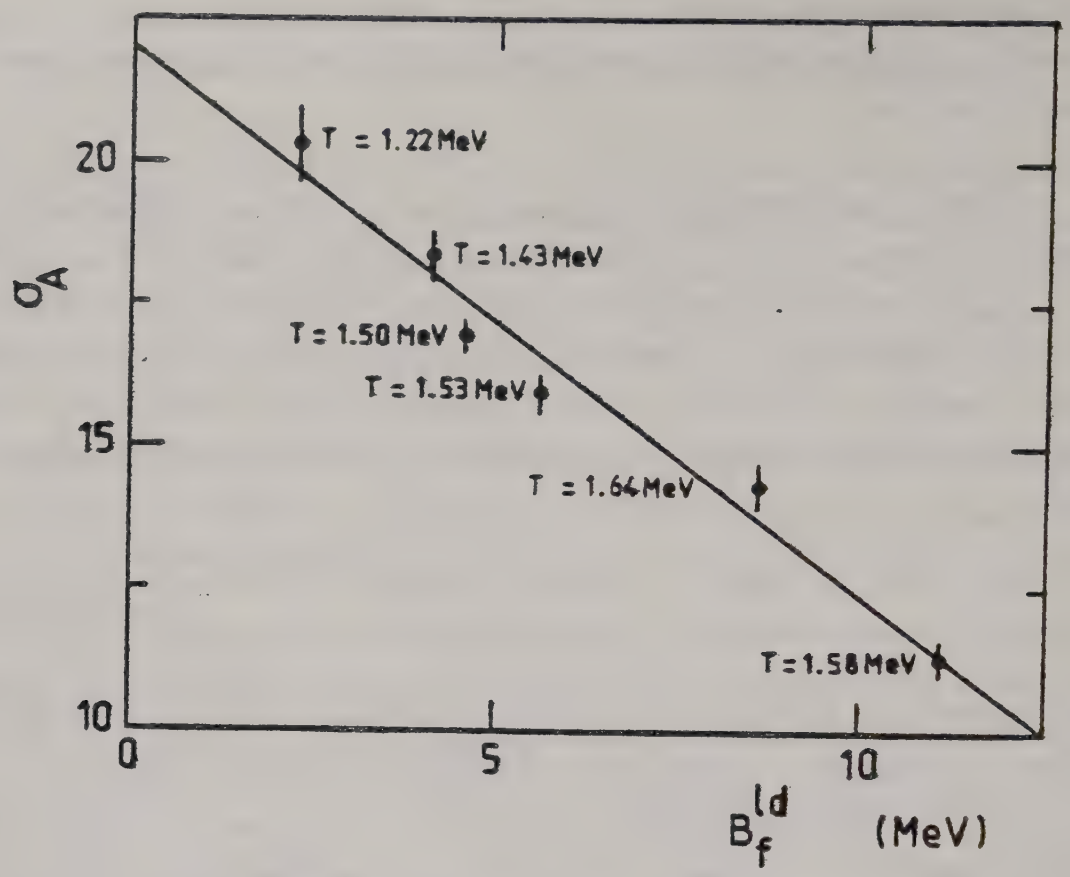


Fig. II.17 : *Ecart quadratique moyen des distributions de masse de fragmentation symétrique en fonction de la hauteur de la barrière de fission de goutte liquide pour différents systèmes. Les énergies ont été choisies de sorte que l'énergie d'excitation et le moment angulaire critique soient à peu près les mêmes pour tous les systèmes (ℓ_{cr} = 55...62). La ligne donne un comportement moyen.*

Pour une énergie dans le système du laboratoire de

$$E_{lab} = 195 \text{ MeV}$$

la température nucléaire calculée comme dans la réf. [15] par

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}}$$

avec E^* énergie d'excitation

$a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$

est

$$T = 1.23 \text{ MeV}.$$

Le moment angulaire critique extrapolé pour cette énergie d'après le comportement moyen des valeurs expérimentales de la section efficace de fusion (courbe de la fig. II.13) est

$$\ell_{cr} \simeq 60.$$

Nous somme donc pour une énergie E_{lab} = 195 MeV dans des conditions semblables

à celles de la réf. [15]. La barrière de fission pour $^{273}_{109}X$ est d'après Cohen et al. [5]

$$B_f = .5 \text{ MeV.}$$

Ceci conduit donc, d'après la figure II.17, à un écart quadratique moyen

$$\sigma_A = 21.4$$

donc à une largeur $\sigma \simeq 50$ u.m.a.

Pour connaître maintenant la largeur attendue aux énergies qui nous intéressent, nous pouvons multiplier Γ par le rapport

$$\sqrt[4]{\frac{E^*}{E_o^*}}$$

où E^* et E_o^* sont respectivement les énergies d'excitation à l'énergie voulue et à 195 MeV.

Nous obtenons ainsi un ordre de grandeur de la largeur aux énergies qui nous intéressent. Ceci conduit aux valeurs contenues dans la table 4. On voit que les largeurs que nous obtenons sont inférieures à basse énergie à celles que nous avons mesurées expérimentalement. Elles augmentent avec l'énergie et atteignent les valeurs expérimentales aux plus hautes énergies. Ceci est montré sur la courbe II.18.

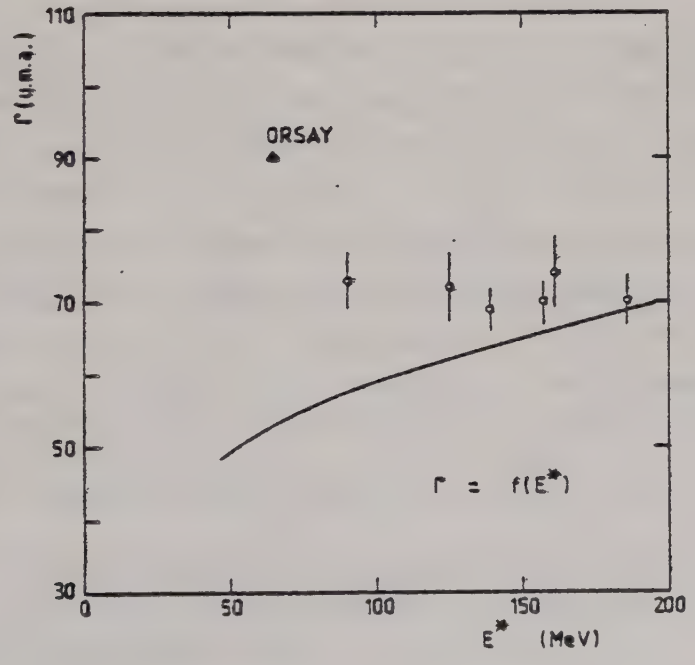


Fig. II.18 : *Largeur des distributions de masse mesurées expérimentalement en fonction de l'énergie d'excitation. La courbe est obtenue par extrapolation des résultats de la réf.* [15].

Table 4

Valeurs des largeurs de distributions de masse obtenues par extrapolation des résultats de la réf. [15] pour le système $^{35}Cl + ^{238}U$ aux énergies utilisées pendant l'expérience.

E_{lab} MeV	Γ u.m.a
195	50
240	58
280	62
296	64
320	66
350	69

Les largeurs que nous venons d'extrapoler sont les largeurs de fission de noyaux composés puisque le moment angulaire $\ell(B_f=o)$ n'est pas atteint dans les calculs de la réf. [15]. Par contre nos résultats expérimentaux donnent des valeurs de ℓ_{cr} supérieures à $\ell(B_f=o)$. Le fait que les largeurs mesurées soient plus grandes que les largeurs extrapolées semble donc indiquer que nous sommes bien en présence de fission rapide. Ce phénomène, nous l'avons vu, tend à élargir les distributions de masse. Cependant il est très surprenant que les largeurs mesurées tendent vers les largeurs extrapolées à haute énergie, comme si la fission rapide disparaissait quand l'énergie croît. C'est plutôt une évolution inverse que l'on a observée au d'expériences précédentes [3,4].

b) *Evolution de la largeur avec l'énergie d'excitation*

Comme nous l'avons remarqué sur la figure II.18, les largeurs des distributions de masse des fragments de fission ne semblent pas croître avec l'énergie d'excitation du système composé. Pourtant on s'attendrait au moins à une croissance en $\sqrt[4]{E^*}$. L'étude de systèmes un peu plus légers comme $^{40}Ar + ^{165}Ho$ [3] ou $^{35}Cl + ^{197}Au$ [4] montrait au contraire une forte croissance avec l'énergie d'ex-

citation. Les résultats expérimentaux corrigés de l'effet de température sont présentés sur les figures II.19 et II.20 en fonction du moment angulaire critique ℓ_{cr} (qui augmente avec l'énergie d'excitation). L'augmentation des largeurs corrigées de la température avait été interprétée [1,3,4] comme indication de présence du phénomène de fission rapide.

L'un des facteurs intervenant sur les largeurs de distribution est le moment angulaire. En effet, dans le cadre de l'hypothèse de fluctuations statistiques autour de la valeur moyenne et de l'approximation harmonique, la variance des distributions est donnée par

$$\sigma_A^2 = \frac{T}{C} \qquad (19)$$

où T est la température nucléaire définie plus haut,

C la rigidité du potentiel adiabatique, puisque c'est le potentiel adiabatique qui détermine la voie de sortie.

Or C peut dépendre du moment angulaire ℓ.

Dans le cas de la fission du noyau composé C est calculée au point selle et dépend peu de ℓ. Quand le phénomène de fission rapide apparaît, c'est-à-dire quand ℓ devient supérieur à $\ell(B_f=o)$, ce n'est plus la rigidité au point selle qui doit être prise en compte mais la rigidité au point tournant. C'est en effet le point où le système passe le plus de temps. Celle-ci est généralement plus petite. Si l'on représente les largeurs Γ, corrigées de l'élargissement dû à la température, en fonction du moment angulaire critique, la fission rapide doit se manifester au-dessus de $\ell(B_f=o)$ par une croissance plus brutale de Γ avec ℓ_{cr}. C'est bien ce qui avait été observé pour les systèmes $^{35}Ar + ^{165}Ho$ et $^{35}Cl + ^{197}Au$ [1,3,4], ainsi qu'on peut le voir sur les figures II.19 et II.20.

Dans le cas du système $^{35}Cl + ^{238}U$, la figure II.21 montre qu'à l'inverse, les largeurs corrigées de l'effet de température décroissent avec le moment angulaire critique.

C'est donc ce comportement surprenant qu'il nous faut essayer d'expliquer.

i) *Influence du moment angulaire sur la rigidité du potentiel adiabatique*

L'une des premières explications qui vient à l'esprit est que la rigidité du potentiel adiabatique peut croître avec le moment angulaire pour ce système. La rigidité doit être calculée

- au point selle pour $\ell < \ell(B_f=o)$
- au point tournant pour $\ell \geq \ell(B_f=o)$.

Nous avons estimé C sur le potentiel adiabatique V(r,x) calculé d'après [6] par la formule des différences finies

$$C = \frac{1}{3}\frac{2}{\Delta x}(V(r+\Delta r,\Delta x) - V(r+\Delta r,o) + V(r,\Delta x) - V(r,o) + V(r-\Delta r,\Delta x) - V(r-\Delta r,o)) \quad (20)$$

où r est la distance radiale
x l'asymétrie de masse
Δr, Δx les pas en r et en x.

Le point tournant a été pris à R ≃ 10 fm car il a été montré [1] que celui-ci variait peu avec le système considéré et conservait à peu près toujours cette valeur.

La table 5 donne les valeurs de la rigidité C(ℓ) et de la largeur Γ(ℓ) pour différentes valeurs du moment angulaire ℓ. Γ(ℓ) est calculée d'après les relations (19), (18) et (14) avec une énergie d'excitation supposée constante et égale à 160 MeV. Il ne faut évidemment pas tenir compte des valeurs absolues obtenues, mais s'intéresser seulement à leur évolution.

Table 5

Rigidité du potentiel adiabatique et largeur des distributions de masse pour différentes caleurs du moment angulaire. La rigidité est calculée au point selle pour $\ell < \ell(B_f=o)$, au point tournant (R ≃ 10 fm) pour $\ell < \ell(B_f=o)$. Ici $\ell(B_f=o)$ est déterminé par la disparition de la barrière de fission dans le potentiel adiabatique. $\ell(B_f=o)$ = 40 valeur qui diffère beaucoup de celle obtenue d'après [5]. (En fait,dans la réf. [5] les formes triaxiales sont prises en compte ce qui donne au système une plus grande stabilité).

ℓ	C(ℓ)	Γ(ℓ)	
0	120	43	calculée au point selle
30	113	44,5	
50	140	40	calculée au point tournant
100	113	44,5	
140	79	55	

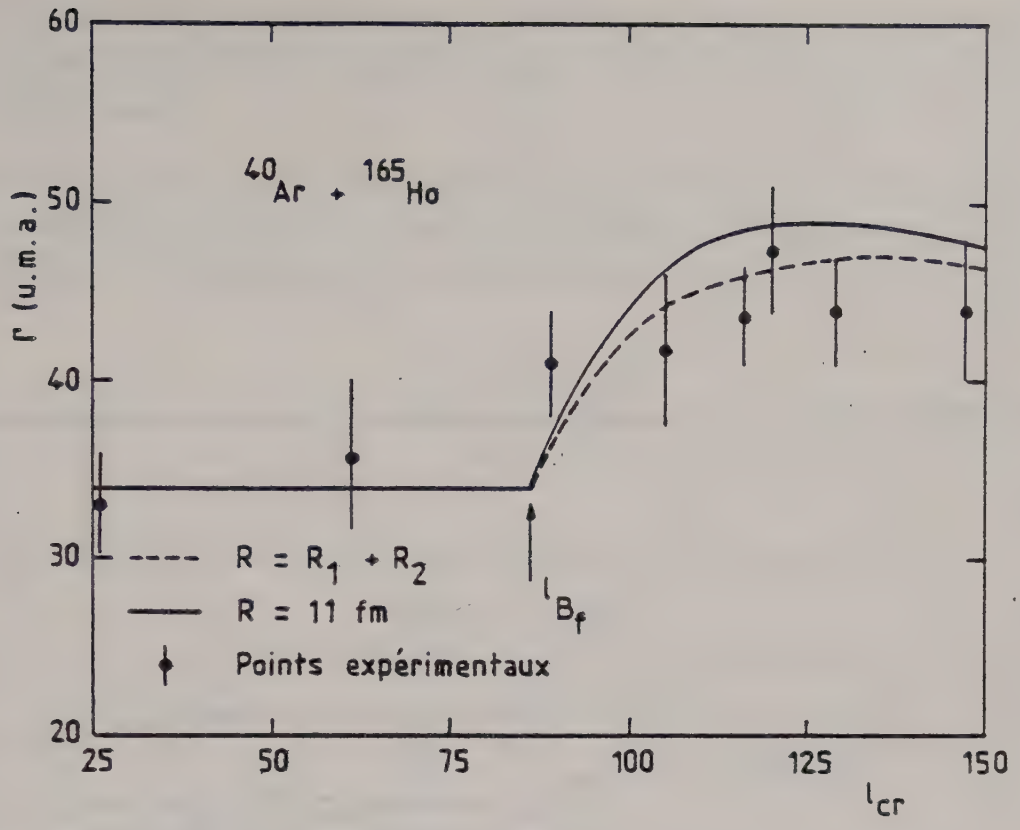


Fig. II.19 : *Largeurs des distributions de masse pour le système ^{40}Ar + ^{165}Ho en fonction du moment angulaire critique. Les largeurs sont corrigées de l'effet de température. Pour l'explication des courbes, voir le texte.*

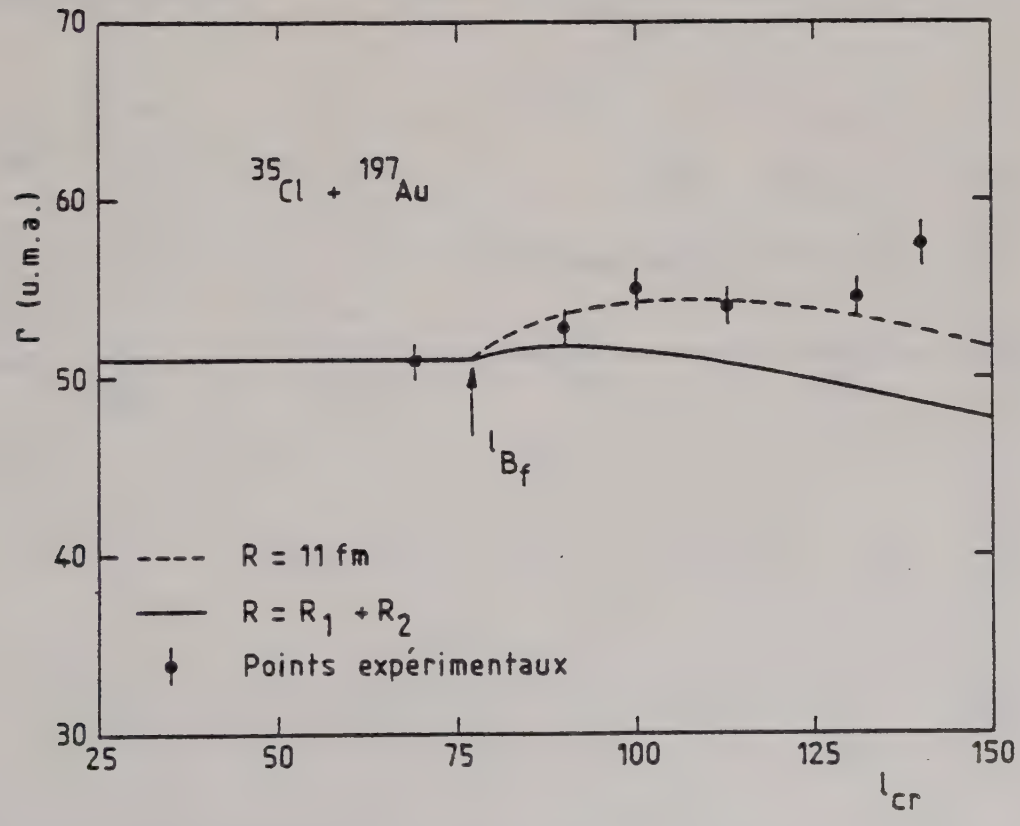


Fig. II. 20 : *Id. figure II.19 mais pour le système ^{35}Cl + ^{197}Au.*

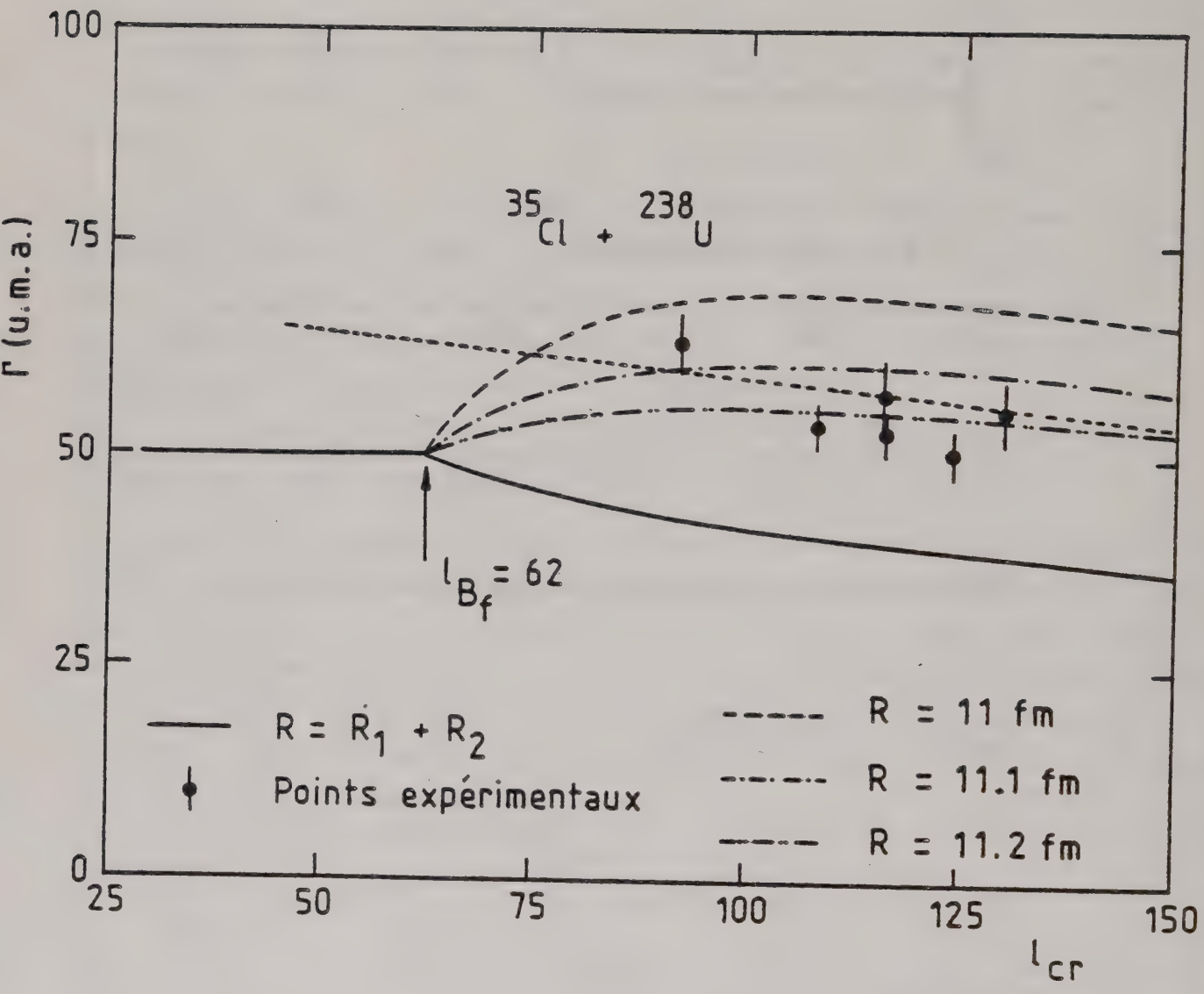


Fig. II.21 : *Id figure II.19 mais pour le système* $^{35}Cl + ^{238}U$.

On constate sur la table 5 que la rigidité calculée au point selle est plus petite que celle calculée au point tournant. Ceci est contraire à ce que l'on observe généralement.

Cependant cela ne suffit pas à expliquer la décroissance des largeurs expérimentales avec ℓ_{cr}. En effet, pour avoir la largeur totale de la distribution, il faut sommer les contributions des différentes ondes ℓ, en utilisant la relation

$$\Gamma_{tot}^2 = \frac{\sum_{\ell=o}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\ \Gamma(\ell)^2}{(\ell_{cr}+1)^2} \qquad (21)$$

Γ_{tot} est en fait la somme de deux contributions car on peut écrire

$$\Gamma_{tot}^2 = \frac{\sum_{\ell=o}^{\ell(B_f=o)} (2\ell+1)\Gamma_{ps}(\ell)^2 + \sum_{\ell=\ell(B_f=o)}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\ \Gamma_{pt}(\ell)}{(\ell_{cr}+1)^2} \qquad (22)$$

où Γ_{ps} est la rigidité calculée au point selle
Γ_{pt} est celle calculée au point tournant.

On obtient alors pour Γ_{tot} en fonction de ℓ_{cr} les points représentés sur la figure II.22. Le passage de ℓ_{cr} à $\ell(B_f=o)$ se traduit par une cassure sur la courbe.

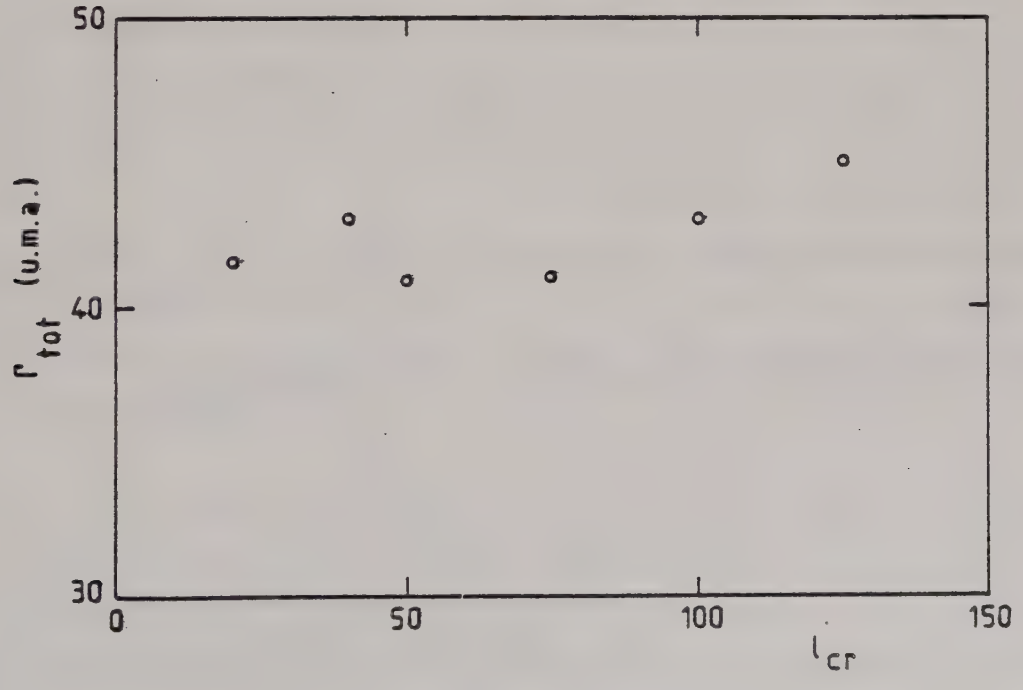


Fig. II.22 : *Largeurs Γ_{tot} obtenues en calculant la rigidité du potentiel adiabatique pour différents ℓ_{cr}.*

Mais ce qui est important, c'est que σ_{tot} croît avec ℓ_{cr} dans la région qui nous intéresse (ℓ_{cr} = 90 à 130). Ceci reste vrai si l'on prend pour $\ell(B_f=o)$ la valeur trouvée d'après [5] : $\ell_{B_f} \simeq 60$.

Finalement on ne peut expliquer nos résultats expérimentaux avec une dépendance en moment angulaire de la rigidité du potentiel adiabatique.

ii) *Calcul des largeurs à l'approximation soudaine*

Une autre façon d'estimer l'évolution des largeurs de distributions de masse est de considérer le cas limite où l'on calcule le potentiel d'interaction à l'approximation soudaine. On utilise alors un modèle très simple : l'énergie potentielle E_s du système est calculée en considérant les noyaux comme deux gouttes liquides sphériques de masse A_1 et A_2.

Au cours de la réaction, le système évolue le long de la coordonnée d'asymétrie de masse définie par

$$x = \frac{A_2 - A_1}{A_2 + A_1} \tag{23}$$

l'énergie potentielle s'exprime en fonction de x et de la distance entre les centres des deux sphères r par

$$E_S(r,X) = E_{LD}(Z_1,A_1) + E_{LD}(Z_2,A_2) - E_{LD}(Z,A) + 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{r} + V_N \tag{24}$$

où

$$E_{LD}(Z,A) = A_S A^{2/3} + A_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + A_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} + A_V A$$

avec A_S, A_C, A_{sym}, A_V donnés par [17]

V_N est le potentiel nucléaire calculé par le formalisme de la densité d'énergie [12].

E_S dépend de l'asymétrie de masse, x, par l'intermédiaire de

$$A_1 = \frac{A}{2}(1-x) \qquad A_2 = \frac{A}{2}(1+x)$$

$$Z_1 + \frac{Z}{2}(1-x) \qquad Z_2 = \frac{Z}{2}(1+x) \tag{24}$$

La dernière ligne suppose que l'équilibre de charge est instantanément réalisé. Ceci est réaliste car on considère généralement que le temps de relaxation de ce mode est beaucoup plus petit que celui associé au mode d'asymétrie de masse.

A l'énergie potentielle, E_S, il convient d'ajouter un terme centrifuge

$$V_{cent} = \frac{\ell^2 h^2}{2\,\mathcal{J}} \tag{25}$$

avec

$$\mathcal{J} = \frac{2}{5}\, r_o\, A_1^{5/3} + \frac{2}{5}\, r_o\, A_2^{5/3} + \mu\, r^2 \tag{26}$$

$r_o = 1.25$ fm

μ est la masse réduite.

Pour chaque valeur de ℓ, on peut donc constituer une carte du potentiel

$$V_S(r,x) = E_S(r,x) + V_{cent}. \tag{27}$$

Les cartes correspondant à $\ell = 0$ et $\ell = 100$ sont présentées sur la figure II.23.

Une coupe de $V_S(r,x)$ à $r = C^{te} = 11$ fm est montrée sur la figure II.24, pour les deux valeurs de ℓ. On peut remarquer que le potentiel est de plus en plus profond quand ℓ augmente. Ceci signifie que la rigidité croît avec ℓ, donc que la largeur Γ_ℓ associée à chaque onde ℓ décroît avec le moment angulaire. Ceci avait déjà été remarqué par Moretto [18] qui utilisait un calcul similaire.

Si la largeur des distributions de masse ne faisait intervenir que des ondes partielles de fission rapide, on observerait une décroissance des largeurs (corrigées de l'effet de température) avec le moment angulaire critique. En effet, ce calcul ne peut être valable dans le cas de la formation d'un noyau composé car c'est un potentiel de type adiabatique (c'est-à-dire minimisé par rapport aux degrés de liberté de déformation du système) qui décrit le processus de fission.

Les premiers résultats suggérés par ce calcul peuvent sembler s'accorder avec nos mesures expérimentales, mais, en fait, on obtiendrait le même comportement pour tous les autres systèmes. Ceci est donc en contradiction avec ce que nous savons des systèmes $^{35}Cl + {}^{238}Au$ et $^{60}Ar + {}^{165}Ho$.

Nous ne nous sommes pas arrêtés à ces premières conclusions et nous avons essayé de faire un calcul plus rigoureux des largeurs des distributions de masse. Nous avons supposé que l'équilibre statistique était atteint ; la distribution est une distribution de Maxwell pour chaque onde ℓ :

$$P_\ell(r,x) \propto \exp\left(-\frac{V_S(r,x)}{T}\right) \tag{28}$$

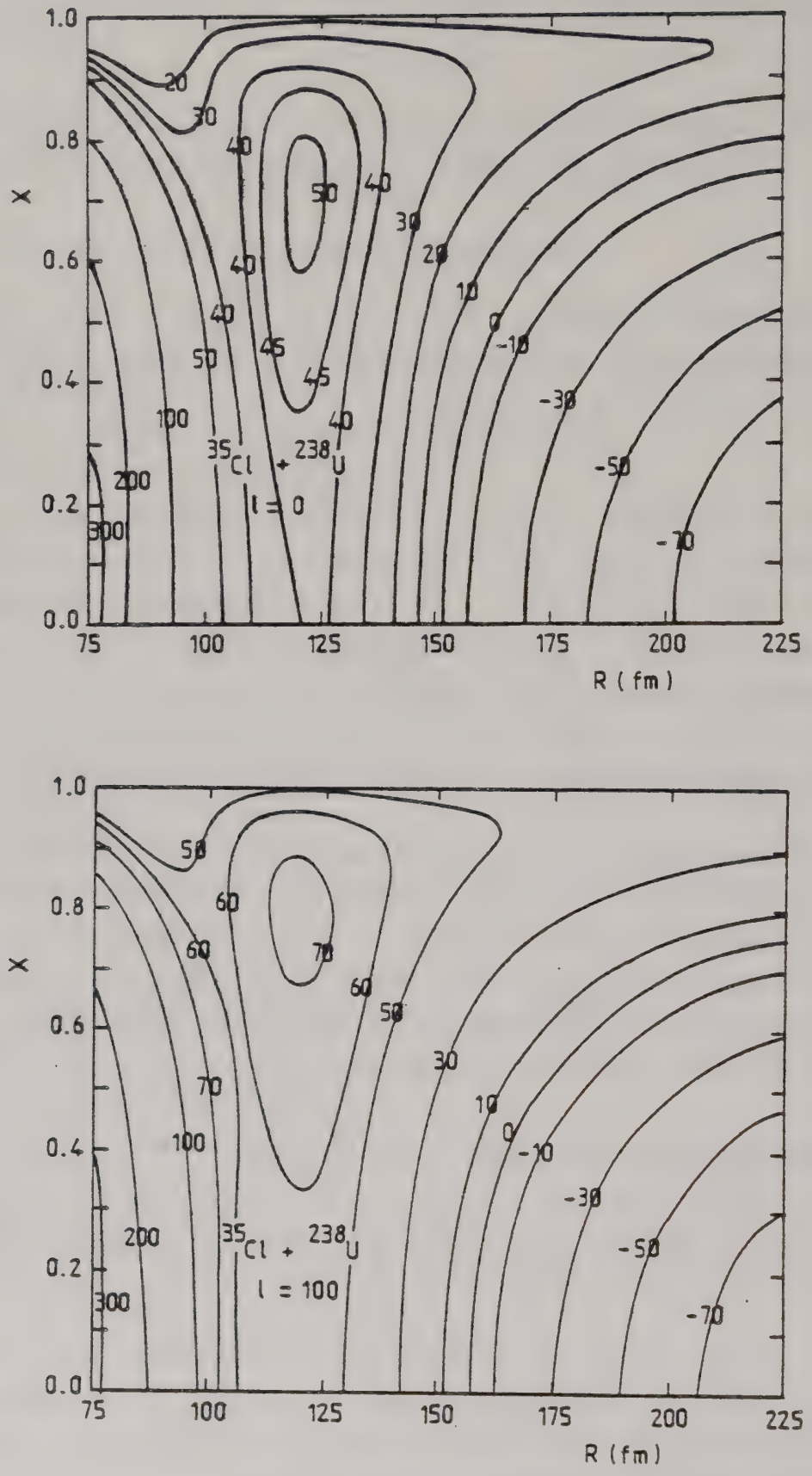


Fig. II.23 : *Potentiel soudain calculé en fonction de l'asymétrie de masse (x) et de la distance séparant les deux noyaux (r)*

a) pour ℓ = 0
b) pour ℓ = 100.

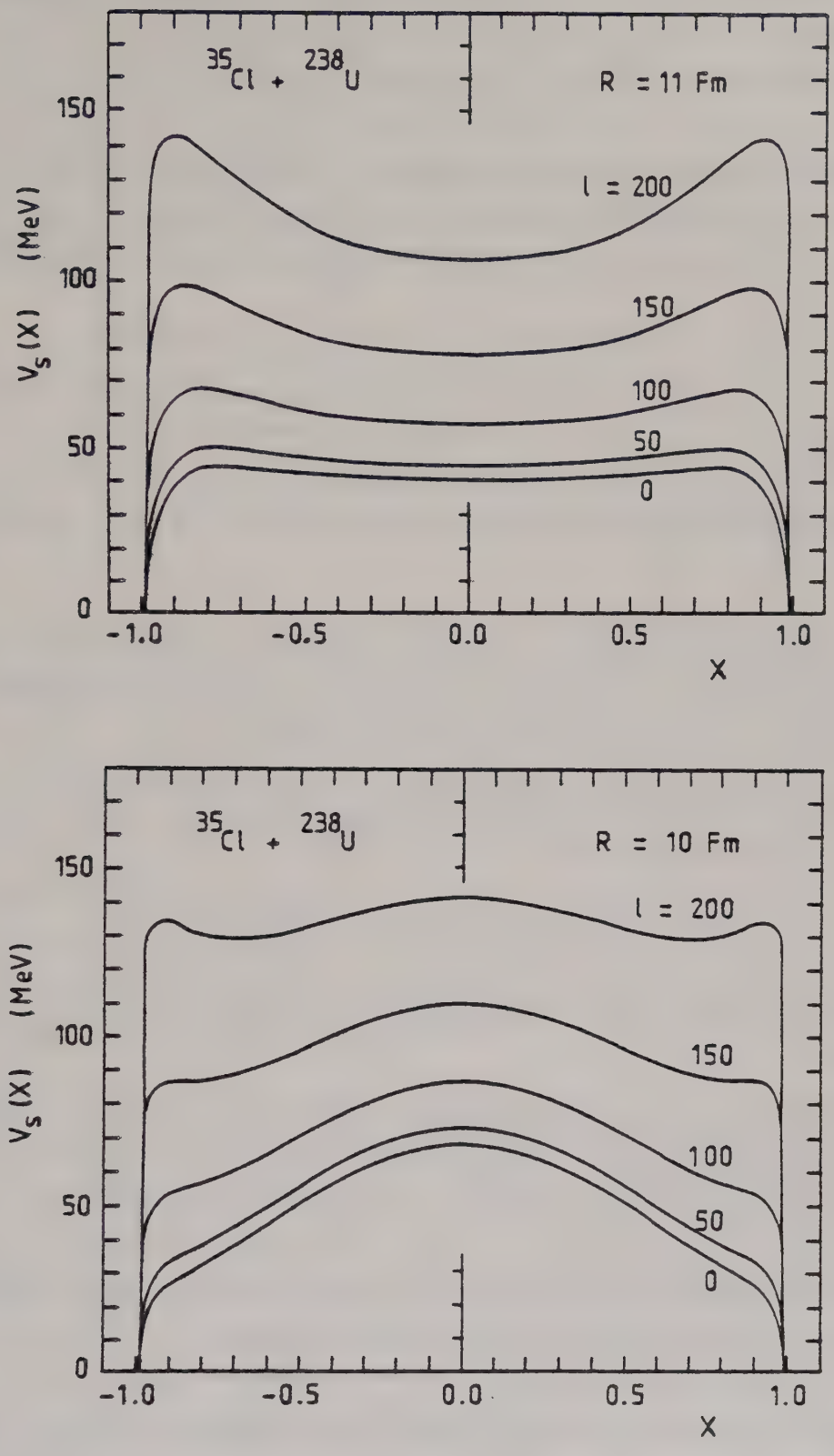


Fig. II.24 : *a) Coupe à r = 11 fm du potentiel soudain représenté sur la figure II.23 pour différentes valeurs de ℓ*
b) Id. mais à r = 10 fm.

C'est la variance σ_A totale que nous voulons calculer. Celle-ci est donnée par la relation

$$\sigma_A^2 = \sum_{\ell=o}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\ \sigma_\ell^2 / (\ell_{cr}+1)^2 \qquad (29)$$

où σ_ℓ est la variance de la distribution P_ℓ. En fait nous devons diviser la somme de ℓ=o à ℓ_{cr} en deux parties puisque le modèle obtenu à partir du potentiel soudain n'est pas valable pour décrire la fission du noyau composé. On a donc

$$\sigma_A^2 = \frac{(\ell(B_f=o)+1)^2\ \sigma_{Ne}^2 + \sum_{\ell=\ell(B_f=o)}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\sigma_e^2}{(\ell_{cr}+1)^2} \qquad (30)$$

où σ_{NC} est la variance des distributions de fission du noyau composé, supposée rester constante avec ℓ.

Un problème se pose pour le calcul des σ_ℓ : nous cherchons la variance θ_r x de la distribution et nous devons imposer une valeur à la variable r qui intervient dans (27). Plusieurs choix sont possibles :

- nous pouvons supposer que les deux noyaux restent toujours tangents. r est donc la somme des rayons des deux noyaux R_1 et R_2

$$r(x) = R_1(x) + R_2(x) \qquad (31)$$

- nous pouvons fixer r à une valeur constante. Dans ce cas, il faut choisir cette valeur.

Or rien ne nous permet d'affirmer que les noyaux restent tangents ou qu'au contraire, leur centre sont toujours séparés par une distance constante. Cette distance, nous n'avons, d'ailleurs, aucun moyen de la déterminer. Comme nous le verrons plus loin, les résultats obtenus dépendent fortement de l'hypothèse retenue. Il ne faudra donc pas attacher trop d'importance aux valeurs absolues, mais s'intéresser seulement au comportement général.

Nous avons calculé les variances à une température donnée, pour les systèmes $^{40}Ar + {}^{165}Ho$ et $^{35}Cl + {}^{197}Au$. Nous avons pris pour σ_{NC} la valeur trouvée expérimentalement pour ℓ inférieur à $\ell(B_f=o)$. Sur les figures II.19 et II.20 sont comparés les résultats et les valeurs expérimentales corrigées de la température. La courbe en trait plein est calculée en supposant r constante et égale à 11 fm. La courbe en tirets est calculée en prenant l'hypothèse des deux noyaux tangents.

On constate qu'à partir de $\ell(B_f=o)$ la largeur Γ croît puis décroît très légèrement avec ℓ_{cr} : les σ_ℓ sont plus grandes que σ_{NC}, donc aux faibles valeurs de ℓ_{cr}, l'augmentation du nombre d'ondes partielles de fission rapide fait croître σ_A. Quand ℓ_{cr} est plus grand, la contribution de σ_{NC} devient négligeable ; ce sont alors les ondes partielles de fission rapide qui imposent l'évolution avec ℓ_{cr} : σ_A décroît. Pour les deux systèmes, le calcul effectué avec r = 11 fm s'accorde mieux avec les résultats expérimentaux.

Pour le système $^{35}Cl + ^{238}U$ (figure II.21) les courbes obtenues montrent une légère décroissance avec ℓ_{cr}. Cette décroissance n'est pas aussi prononcée que celle des points expérimentaux. Là encore, le calcul à r constant donne de meilleurs résultats que celui utilisant la relation (31). On peut constater, de plus, l'importance cruciale du choix de la valeur de r sur les valeurs absolues des largeurs.

Sur cette même figure, la courbe en petits tirets est calculée en supposant que toutes les ondes partielles proviennent de la fission rapide. Elle s'accorde mieux aux résultats expérimentaux que les précédentes. Ceci est peut être une indication qu'il n'y a en fait que peu d'ondes partielles conduisant à la formation du noyau composé. Ceci pourrait être expliqué de deux façons :

- le moment angulaire $\ell(B_f=o)$ serait en fait beaucoup plus petit que la valeur que nous avons prise (d'après (5)). Ce n'est pas impossible puisque le calcul de $\ell(B_f=o)$ à partir du potentiel adiabatique que nous utilisons donne $\ell(B_f=o) = 40$ et que la réf. [19] donnerait $\ell(B_f=o) = 0$.

- on aurait de la fission rapide, ou plutôt de la quasi-fission, pour les ondes $\ell < \ell(B_f=o)$ car la barrière de fission dans le potentiel adiabatique est plus interne que la position du fond de la poche du potentiel de la voie d'entrée.

Le modèle faisant appel au potentiel soudain pour calculer les largeurs des distributions de masse ne donne pas des résultats très concluants. C'est un modèle très schématique qui représente une situation extrême puisque, en réalité, dans la fission rapide on passe du potentiel soudain au potentiel adiabatique au cours de la réaction.

De plus, trop de paramètres entrent en jeu, sur lesquels nous n'avons pas ou peu d'informations. Néanmoins, nous ne pouvons négliger ces calculs tant que nous n'avons pas trouvé d'explication claire sur nos résultats expérimentaux.

iii) *Calcul des largeurs dans le cadre du modèle de la fission rapide*

ous avons vu, dans le chapitre I, que le modèle de la fission rapide permettait de calculer les fluctuations autour des valeurs moyennes des variables dynamiques. Nous avons donc essayé d'appliquer ce modèle, dans sa version complète [1], au système $^{35}Cl + ^{238}U$.

Nous avons tout de suite rencontré un problème : le système étudié est très asymétrique. L'asymétrie dans la voie d'entrée est :

$$x_o = \frac{A_2 - A_1}{A_2 + A_2} = .74 \qquad (32)$$

x_o est beaucoup plus grande que pour les systèmes considérés jusqu'à présent. Ceci a de nombreux inconvénients. Tout d'abord nous savons que le calcul du potentiel adiabatique ne peut être qu'approximatif dans la région des grandes asymétries [1].

D'autre part, le point d'injection du système sur la courbe d'énergie potentielle dans la voie d'entrée se situe pratiquement au sommet du pic de Businaro-Gallone (figure II.23a).

Ceci a deux conséquences : premièrement l'approximation harmonique locale utilisée dans les calculs [1] n'est certainement pas satisfaisante quand on injecte le système en un point de courbure négative. Deuxièmement, lorsque l'on place une distribution au sommet d'une "bosse" la probabilité pour qu'elle se scinde en deux, n'est pas négligeable. Malheureusement, dans ce modèle, la trajectoire suivie par le système dans l'espace des phases est essentiellement déterminée par l'évolution dynamique des valeurs moyennes. Il ne peut rendre compte de ce dernier phénomène si l'on s'en tient à l'approximation harmonique locale.

Malgré ces difficultés, dues à l'extrême asymétrie de notre système, nous avons essayé de tirer quelques conclusions utiles à la compréhension des résultats.

- *Estimation de la largeur de fission rapide*

Le fait d'injecter le système au sommet d'une bosse entraine une "explosion" de la distribution initiale. C'est bien ce que l'on constate lorsqu'on fait le calcul sans précaution : on obtient une distribution à peu près isotrope dans l'espace de la coordonnée x.

On peut essayer, tout de même, d'apprècier la largeur de la distribution

de masse. Pour cela il vaut mieux ne faire le calcul des fluctuations que dans le domaine où les hypothèses sont vérifiées ; c'est-à-dire où l'approximation harmonique locale est valable. On utilise pour cela un artifice : on ne fait commencer les fluctuations autour de l'asymétrie de masse moyenne que lorsque celle-ci a atteint une valeur suffisamment faible, x_{lim}, pour que l'approximation soit applicable. Bien entendu la valeur obtenue pour la largeur ne peut donner qu'une idée très grossière de la valeur qu'on obtiendrait si on faisait un calcul exact. Quand la distribution se trouve dans une région où la rigidité du potentiel est trop faible, elle "explose". Le fait de geler les fluctuations pour x supérieur à x_{lim} empêche cette "explosion". Nous avons calculé les largeurs des distributions avec différentes valeurs de x_{lim}. Il faut prendre des valeurs assez faibles pour x_{lim} (de l'ordre de .4) pour avoir une distribution acceptable (c'est-à-dire pour laquelle le pourcentage d'événements non physiques est faible). On obtient alors de grandes valeurs pour la largeur : de l'ordre de 80 à 100 u.m.a. La valeur de x_{lim} que nous devons prendre est assez éloignée de l'asymétrie au point d'injection. Ceci indique qu'il reste des problèmes de résolution des équations de transfert pour ce système. Les valeurs de Γ trouvées ne sont donc qu'une indication.

- *Evaluation du rapport fission rapide sur fission après formation d'un noyau composé*

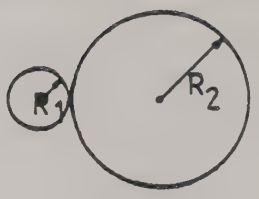
Nous avons vu, lorsque nous avons comparé les largeurs de fission rapide aux largeurs de fission après formation d'un noyau composé, qu'il semblait y avoir plus de la première à basse énergie et plus de la seconde à haute énergie. Ceci est contraire aux observations faites sur d'autres systèmes. L'explication provient peut-être de la très grande asymétrie de masse du système $^{35}Cl + ^{238}U$.

. Evolution du potentiel soudain avec r

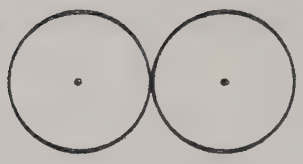
Le potentiel soudain calculé au paragraphe (ii) est représenté sur les figures II.24a et II.24b pour deux valeurs différentes de r, en fonction de l'asymétrie de masse X. On remarque qu'à partir d'une certaine valeur de r, notée $r_{rép}$, il devient répulsif.

Ceci a donc une conséquence sur les ondes partielles les plus pénétrantes : le système évolue alors vers une configuration de plus en plus asymétrique donc un système à un centre (ce ne peut être un noyau composé si ℓ est supérieur à $\ell(B_f=o)$).

Pour une même onde partielle, dans le cas des systèmes très asymétriques, les valeurs de r atteintes sont plus petites que dans le cas de systèmes qui le sont moins (cf figure II.25).



$R_1 = 1$
$R_2 = 3$
$R_{min} = 4$



$R_1 = R_2 = 2.4$
$R_{min} = 4.8$

Fig. II.25 : *Pour un même système composite, les distances minimales d'approche atteintes sont plus petites si le système est plus asymétrique.*
a) Système asymétrique : $R_{min} = R_1+R_2$, $R_{min} = 4$ (en unités arbitraires)
b) Système symétrique : $R_{min} = 4.8$.

Si on se limite au potentiel soudain, un système très asymétrique aura plus tendance à conduire vers un système à un centre qu'un système équivalent mais plus symétrique.

D'autre part, plus l'énergie incidente est grande, plus les ondes partielles sont pénétrantes ; on peut donc penser que ce phénomène est accentué à haute énergie.

Finalement, on aurait plus de système à un centre que de fission rapide, à haute énergie, pour les systèmes très asymétriques. Cela expliquerait la figure II.18. On peut supposer que la largeur de fission du système à un centre est la même que celle du noyau composé et que la largeur de fission rapide peut être estimée par la valeur trouvée au paragraphe précédent. Une représentation schématique est donnée sur la figure II.26. La différence entre la courbe donnant la largeur de fission du système à un centre et les résultats expérimentaux serait due à la présence de fission rapide, qui pour ce système décroît avec l'énergie. A haute énergie la courbe rejoint les points expérimentaux car c'est le système à un centre qui prédomine.

Cette interprétation présente l'avantage d'expliquer la grande valeur de la largeur trouvée à Orsay [11] pour le système $^{40}Ar + ^{238}U$. En effet, le système étudié est un peu moins asymétrique ($X_{inj} = .71$) que le nôtre et d'autre part l'énergie utilisée est peut-être suffisamment faible pour que le système n'atteigne pas la région répulsive du potentiel. Dans ce cas la fission rapide

est certainement dominante.

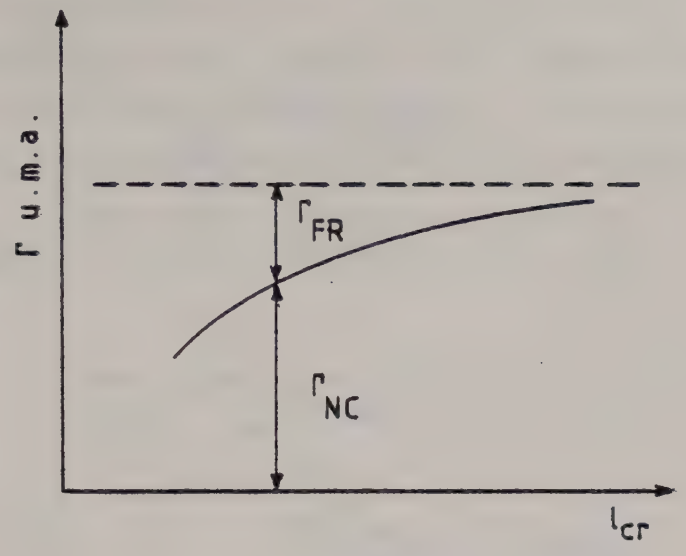


Fig. II.26 : *Représentation schématique de la variation des largeurs de fission rapide (Γ_{FR}) et de formation d'un système à un centre (Γ_{NC}) avec le moment angulaire critique. La courbe en pointillé donne le comportement observé expérimentalement ; celle en trait plein montre l'évolution de Γ_{NC} avec ℓ_{cr}. La différence entre les deux donne le pourcentage de fission rapide.*

Malheureusement, cette interprétation reste très qualitative et nous n'avons pu la rendre quantitative. Nous avons essayé de connaître la proportion de système à un centre par rapport à celle de fission rapide. En fait, on a de grandes difficultés à savoir expérimentalement si on observe un système à un centre plutôt que de la fission rapide. De plus, on a toujours constaté qu'avec l'énergie, la proportion de fission rapide croissait au moins aussi vite que celle de système à un centre. On peut donc expliquer que les largeurs trouvées soient plus faibles que celles attendues par comparaison à d'autres systèmes. On ne peut montrer que les largeurs n'augmentent pas avec l'énergie d'excitation.

. Scission de la distribution de masse en deux distributions

Une autre conséquence de la grande valeur de l'asymétrie de masse au point d'injection est la possibilité pour la distribution initiale de se scinder en deux distributions : l'une se déplacera vers la configuration symétrique et donnera donc de la fission rapide ; l'autre ira vers des configurations de plus en plus asymétriques et conduira à la formation d'un système à un centre (fig. II.27). L'importance relative des deux distributions dépend de la position du point d'injection par rapport au sommet de la "bosse", de la largeur de la distribution initiale et de l'intensité de la force faisant dériver la distribution d'un côté ou de l'autre. Comme nous l'avons déjà fait remarquer, notre modèle ne permet pas de décrire cette situation puisque nous calculons l'évolution

de la valeur moyenne de la coordonnée d'asymétrie de masse. Celle-ci ne peut évidemment dériver que d'un seul côté. Ce n'est qu'ensuite que les fluctuations autour de cette valeur moyenne sont calculées. Nous ne pouvons donc appliquer le modèle de la fission rapide à cette situation. Nous allons tout de même essayer de prévoir qualitativement ce qu'implique la division de la distribution de masse initiale.

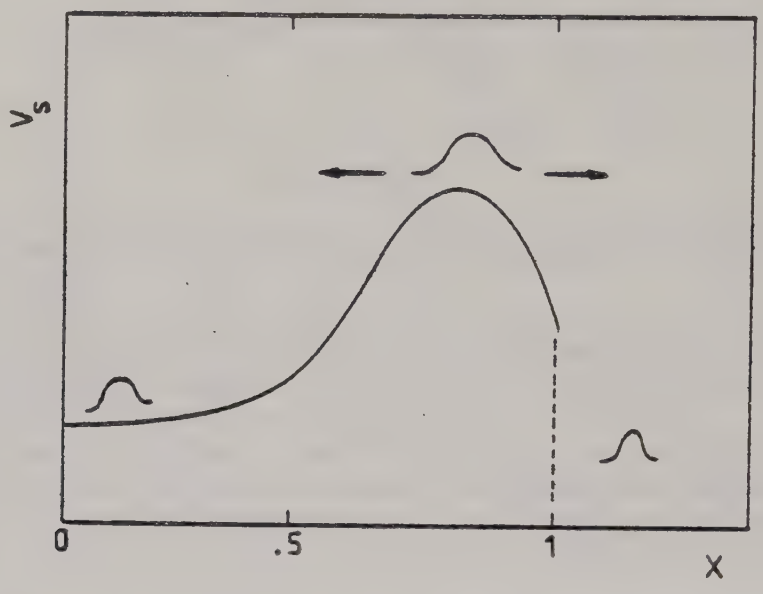


Fig. II.27 : *Scission de la distribution de masse initiale en deux distributions quand le point d'injection est voisin du pic de Businaro-Gallone. L'une évolue vers des configurations de plus en plus asymétriques : formation d'un système à un centre, l'autre vers une configuration symétrique : fission rapide.*

Pour chaque onde partielle, on observe à la fois de la fission rapide et la formation d'un système à un centre ; cela signifie qu'au lieu de la figure classique représentant la section efficace différentielle $d\sigma/d\ell$ en fonction du moment angulaire ℓ dans le cadre de l'approximation de coupure franche, nous aurons plutôt une figure du type de la figure II.28b : c'est-à-dire que les sections efficaces de formation d'un système à un centre σ_{NC} et de fission rapide σ_{FR} seront respectivement

$$\sigma_{NC} = \sum_{\ell=o}^{\ell(B_f=o)} (2\ell+1) + \sum_{\ell=\ell(B_f=o)}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\, P(\ell)$$

$$\sigma_{FR} = \sum_{\ell=\ell(B_f=o)}^{\ell_{cr}} (2\ell+1)\,(1-P(\ell)) \qquad (32)$$

où $P(\ell)$ est la probabilité de formation d'un système à un centre quand $\ell \geqslant \ell(B_f=o)$.

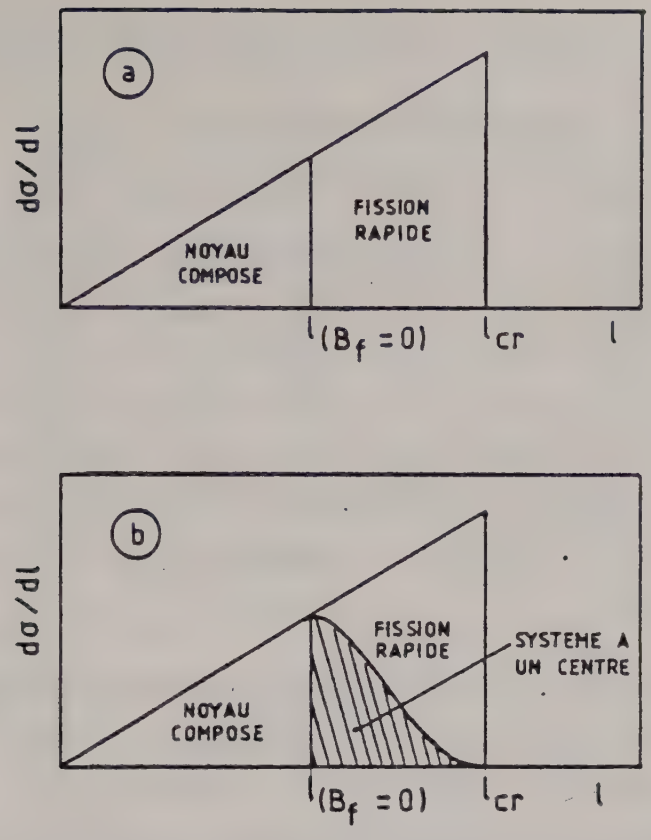


Fig. II.28 : *Section efficace différentielle dσ/dℓ*
a) dans le cadre de l'approximation de coupure franche entre le noyau composé et la fission rapide
b) dans le cas où il existe une probabilité non nulle de former un système à un centre pour ℓ ⩾ ℓ(B$_f$=o).

Les largeurs de distributions de masse seront donc données, si on néglige la dépendance en ℓ de Γ_{NC} et Γ_{FR} , par

$$\Gamma_{tot} = \frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{NC}+\sigma_{FR}} \Gamma_{NC} + \frac{\sigma_{FR}}{\sigma_{NC}+\sigma_{FR}} \Gamma_{FR} \cdot \qquad (33)$$

Dans cette hypothèse, la décroissance de Γ_{tot} avec l'énergie incidente serait due à la variation de P(ℓ) avec l'énergie : à plus haute énergie la probabilité de former un système à un centre serait plus grande qu'à basse énergie. Ceci pourrait provenir de ce que la force de dérive entraînant le système vers une configuration à un centre serait plus importante à haute énergie.

Nous n'avons pas essayer de connaître P(ℓ). En fait, P(ℓ) est lié à la transparence de la barrière de fission.

Tout ce que nous avons fait ici est montrer que l'on peut trouver des lois de variation de P(ℓ) différentes selon l'énergie qui conduisent à une décroissance de Γ_{tot} avec l'énergie. P(ℓ) doit diminuer avec ℓ car on a constaté sur la figure II.24 que le sommet du pic du potentiel se déplaçait vers les grandes asymétries quand ℓ augmentait.

Nous avons choisi pour $P(\ell)$ un polynôme de degré deux avec pour conditions aux limites

$$P(\ell(B_f=o)) = 1$$
$$P(\ell_{cr}) = 0.$$

Sur la figure II.29 des exemples sont donnés à différentes énergies ; les coefficients du polynôme sont donnés dans la légende. On voit que l'on passe d'une largeur, Γ_{tot}, de 73.0 u.m.a. à 240 MeV à 69.5 u.m.a. à 320 MeV. Mais ceci montre seulement que l'hypothèse d'une distribution se scindant en deux distributions peut expliquer la décroissance des largeurs (corrigées de la température) avec l'énergie si on choisit judicieusement $P(\ell)$ à chaque énergie. Cependant rien ne nous permet d'affirmer que le comportement de $P(\ell)$ que nous avons pris, correspond à la réalité.

Finalement, nous pouvons retenir que l'interprétation des résultats expérimentaux concernant les largeurs des distributions de masse n'est pas possible par les méthodes habituelles (influence de la température, du moment angulaire, calcul par le modèle de la fission rapide) puisque toutes prévoient une augmentation de la largeur avec l'énergie incidente. Nous avons dû tenter quelques explications qualitatives très schématiques pour comprendre ce que notre système avait de particulier par rapport aux autres systèmes étudiés jusqu'à présent. En fait, il s'avère que c'est certainement la très grande asymétrie de masse du système $^{35}Cl + ^{238}U$ qui lui confère un comportement différent. Malheureusement peu de cas de ce genre ont été étudiés jusqu'à présent. Les modèles développés jusqu'à présent ne permettent pas de traiter une telle asymétrie. Peut-être pouvons nous rapprocher le comportement du système $^{24}Mg + ^{181}Ta$ [1] de celui de $^{35}Cl + ^{238}U$. En effet, dans le cas de $^{24}Mg + ^{181}Ta$ on obtenait des largeurs de distributions de masse plus petites qu'avec $^{40}Ar + ^{165}Ho$ qui conduisait au même système composite mais cet effet disparaissait lorsqu'on comparait les deux systèmes à ℓ_{cr} identiques.

Dans tous les cas, l'interprétation des résultats expérimentaux ne peut se faire sans faire intervenir le phénomène de fission rapide ; même si, a priori, les résultats semblaient en contradiction avec l'idée que la fission rapide se manifeste par une croissance supplémentaire des largeurs avec l'énergie.

c) *Variation des largeurs des distributions de masse avec l'angle de détection*

Contrairement à ce qui avait été observé au cours d'expériences précédentes [1,3,4] il semble que la largeur des distributions de masse varie avec l'angle de détection.

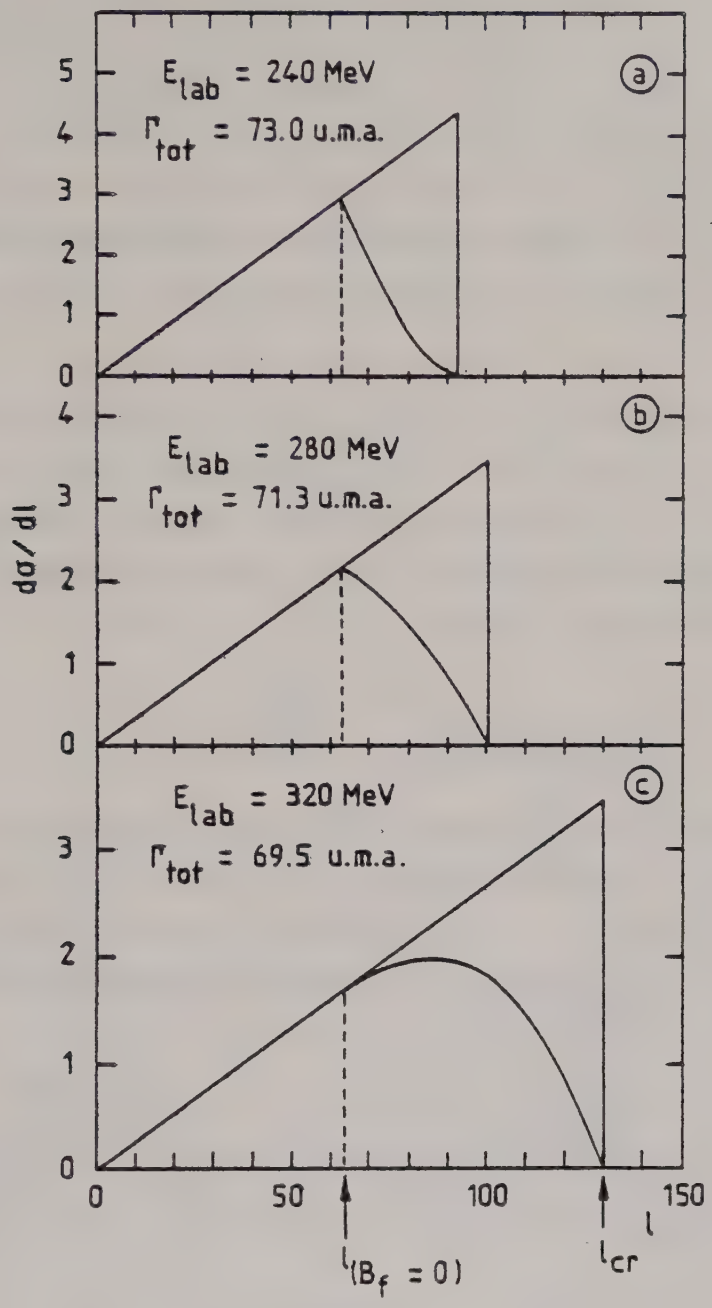


Fig. II.29 : *Section efficace différentielle dσ/dℓ*
P(ℓ) est un polynôme de degré deux aℓ² + bℓ + c

a) E_{lab} *= 240 MeV* $a = 10^{-3}$ $b = -0.19$ $c = 8.8$
Γ_{tot} *= 73.0 u.m.a*

b) E_{lab} *= 280 MeV* $a = 5.10^{-5}$ $b = -0.034$ $c = 2.9$
Γ_{tot} *= 71.3 u.m.a*

c) E_{lab} *= 320 MeV* $a = -2.1\ 10^{-4}$ $b = 0.028$ $c = .14$
Γ_{tot} *= 69.5 u.m.a*

Nous avons représenté sur la figure II.30, les valeurs de Γ obtenues pour les différents détecteurs en fonction de l'angle de détection. Le domaine angulaire couvert par les détecteurs était très petit : 60 à 70°. On ne peut donc peut-être pas généraliser le phénomène. D'autre part, la variation de largeur entre deux mesures au même angle peut être très importante. Les largeurs mesurées au cours de la permière expérience sont généralement plus grandes que celles provenant de la deuxième. Nous avons vu que cela venait certainement d'une moins bonne élimination de la fission séquentielle la première fois. Néanmoins il apparaît une certaine tendance à la décroissance quand on se déplace vers les angles arrière.

Une explication qualitative peut être trouvée dans le cadre du modèle de la fission rapide. Sur la figure II.31 sont représentées schématiquement les trajectoires dans le plan (r,x) en fonction du moment angulaire initial. Ces trajectoires sont celles typiquement obtenues pour un temps de passage du potentiel soudain ou potentiel adiabatique de l'ordre de

$$\tau_{SA} = 10^{-21} s$$

(τ_{SA} a été défini au paragraphe I.4.1).

Dans ce cas le système peut fissionner avant d'avoir atteint la configuration symétrique pour les plus grandes ondes partielles de fission rapide. On aura donc pour les grandes valeurs de ℓ une distribution de masse composée de deux distributions très proches. Ceci conduit à une augmentation de la largeur des distributions de masse avec le moment angulaire initial.

Si la fonction de déflection est telle que, dans ce domaine d'angle, l'angle de déflexion décroît avec le moment angulaire initial, on observera alors une augmentation de la largeur des distributions de masse lorsqu'on se déplace vers les angles arrière.

CONCLUSION

L'étude du système $^{35}Cl + ^{238}U$ nous a permis d'obtenir quelques informations supplémentaires sur le phénomène de la fission rapide.

Les valeurs du moment angulaire critique obtenues sont supérieures au moment angulaire $\ell_{(B_f=0)}$. Ceci montre que nous sommes dans le domaine d'existence de la fission rapide. Les sections efficaces mesurées sont assez bien reproduites par un modèle statique.

Les largeurs des distributions de masse de fragmentation symétrique n'augmen-

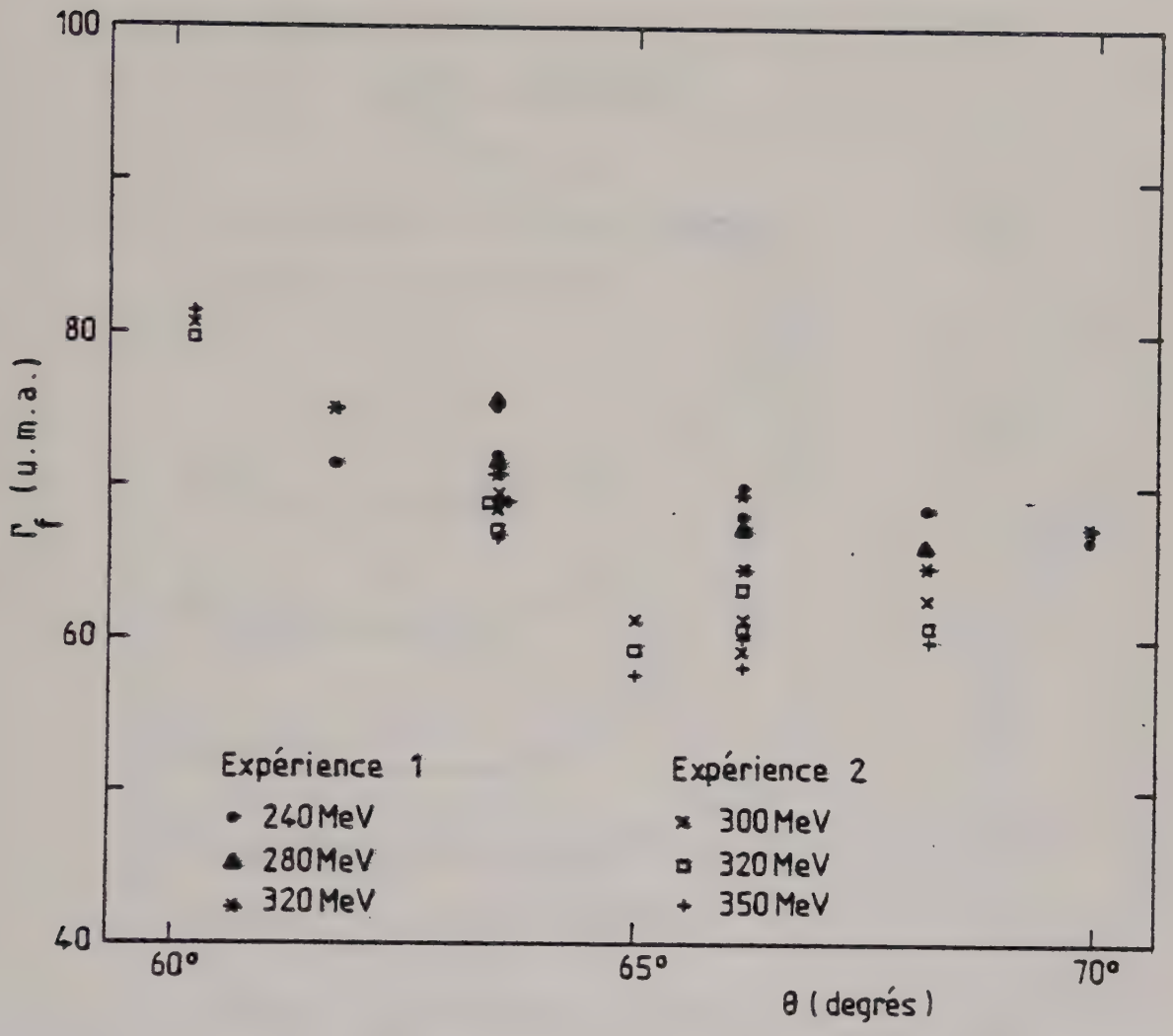


Fig. II.30 : *Largeurs à mi-hauteur des distributions de masse de fragmentation symétrique en fonction de l'angle de détection pour toutes les énergies étudiées.*

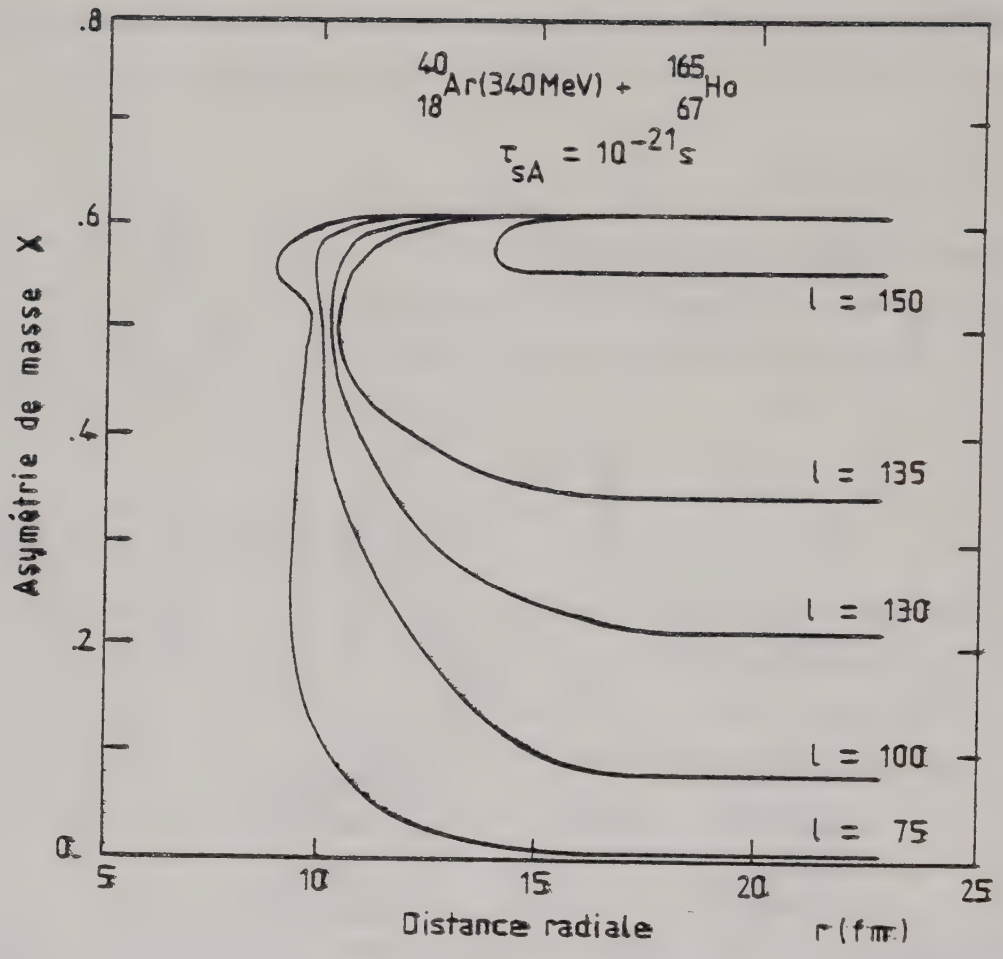


Fig. II.31 : *Trajectoires typiques calculées par le modèle de la fission rapide pour le système $^{40}Ar + ^{165}Ho$ pour différentes valeurs du moment angulaire ℓ.*

tent pas avec l'énergie d'excitation du système. Ce comportement, différent de celui des autres systèmes étudiés jusqu'alors, est très certainement dû à la très grande asymétrie de masse initiale. Dans ce cas, en effet, nous avons montré qualitativement qu'aux plus hautes énergies d'excitation, la fission rapide pouvait disparaître au profit de la formation d'un système à un centre.

Références du Chapitre II

[1] C. Grégoire, Thèse de Doctorat d'Etat (1982).

[2] C. Ngô, Thèse de Doctorat d'Etat (1975).

[3] C. Lebrun, F. Hanappe, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, C. Ngô, J. Peter, B. Tamain, Nucl. Phys. A321 (1979) 207 ; B. Borderie, M. Berlanger, D. Garde F. Hanappe, L. Nowicki, J. Peter, B. Tamain, S. Agarwal, J. Girard, C. Grégoire, J. Matuszek et C. Ngô, Z. Phys. A299 (1981) 263.

[4] V. Bernard, C. Grégoire, C. Mazur, C. Ngô, M. Ribrag, G.I. Fan, P. Gonthier, H. Ho, W. Kühn et P. Wurm, Nucl. Phys. A385 (1982) 319.

[5] S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 82 (1974) 557.

[6] T. Ledergerber et H.C. Pauli, Nucl. Phys. A207 (1973) 1.

[7] C. Mazur et M. Ribrag, à paraître dans Nucl. Inst. Meth.

[8] H.W. Schmitt, W.E. Kiker et C.W. Williams, Phys. Rev. 137 (1965) B837.

[9] S. Leray, G. Fan, C. Grégoire, H. Ho, C. Mazur, C. Ngô, A. Pfoh, M. Ribrag, N. Sanderson, L. Schad, E. Tomasi, R. Wolski et P. Wurm, ICOSAHIR (Saclay, mai 1982) p. 88.

[10] M. Kildir, D. Logan, M. Kaplan, M-S. Zisman, D. Guerreau, J.M. Alexander et L.C. Vaz, Z. Phys. A306 (1982) 323.

[11] F. Hanappe, B. Borderie, D. Gardes, J. Peter, M.F. Rivet, B. Tamain, Z. Zhen, ICOSAHIR (Saclay, mai 1982) p. 91.

[12] H. Ngô et C. Ngô, Nucl. Phys. A348 (1980) 140.

[13] J. Randrup, Ann. of Phys. 112 (1978) 356.

[14] C. Grégoire et E. Martschew, Z. Phys. A303 (1981) 293.

[15] C.C. Sahm, M. Schulte, D. Vermeulen, J. Keller, M.G. Clerc, D.M. Schmidt, F. Hessberger et G. Münzenberg, Z. Phys. A297 (1980) 241.

[16] J.R. Nix, Nucl. Phys. A130 (1969) 241.

[17] A. Bohr et B. Mottelson, Nucl. Structure, New York, Benjamin, 1969, Vol. I.

[18] L.G. Moretto et R.P. Schmitt, Phys. Rev. C21 (1980) 204.

[19] R.A. Broglia, C.H. Dasso, H. Esbensen, A. Winther, Preprint Nordita 80/21.

Chapitre III

INTRODUCTION D'UNE DEPENDANCE EN TEMPERATURE DANS LE POTENTIEL D'INTERACTION

Au cours d'une réaction dissipative entre ions lourds, les noyaux interagissant sont fortement excités. La densité des niveaux d'excitation est suffisamment grande pour justifier un traitement statistique et l'introduction du concept de température nucléaire. Le temps de relaxation des degrés de liberté intrinsèques (c'est-à-dire le temps pour que tout l'espace des phases accessible des degrés de liberté internes soit occupé) est court ($\sim 10^{-22}$s réf. [1,2] par rapport au temps de la réaction ($\gtrsim 10^{-21}$s). Autrement dit, on peut considérer que le système des deux noyaux est bien en équilibre statistique à chaque étape de la réaction.

Nous avons vu au cours du chapitre I que le processus de fusion était déterminé essentiellement par les propriétés de la voie d'entrée. On sait que l'approximation soudaine qui suppose que les densités des noyaux restent gelées, donc que les ions restent sphériques, est applicable à la voie d'entrée. Le formalisme de la densité d'énergie [3-5] dans le cadre de l'approximation soudaine permet de calculer un potentiel d'interaction entre ions lourds utilisable pour décrire le processus de fusion.

Dans les modèles généralement employés, l'influence de la température n'est pas prise en considération. Dans ce chapitre nous allons essayer de prévoir semi-quantitativement ce que devient la section efficace de fusion quand on tient compte de l'échauffement des noyaux au cours de la réaction. Pour cela, nous avons employé le modèle de Thomas Fermi Modifié à température finie [6] qui nous permet de générer des densités nucléaires. Celles-ci sont ensuite utilisées pour calculer le potentiel d'interaction à température finie. Enfin, un calcul dynamique nous donnera des sections efficaces et nous nous intéresserons plus particulièrement au système $^{35}Cl + ^{238}U$.

III.1. FORMALISME UTILISE

Le formalisme utilisé est celui de la densité d'énergie. Celui-ci a été proposé pour l'étude des noyaux par Bethe [7] et Brueckner et al. [8,9]. Dans cette approche on peut montrer [10] que l'énergie d'un système peut s'exprimer comme une fonctionnelle des densités à un corps $\varepsilon(\rho)$. Une méthode pour trouver cette fonctionnelle consiste à l'estimer d'une façon semi classique à l'aide d'une théorie statistique [7-9]. Si on suppose que la densité varie lentement à l'intérieur du noyau on peut développer l'énergie en puissance des gradients de la densité.

La fonctionnelle comprend un terme d'énergie cinétique calculé comme dans le modèle du gaz de Fermi et un terme de volume. A cela sont ajoutés un terme coulombien et un terme de surface.

L'énergie totale d'un système composé d'un grand nombre de nucléons est donc exprimée comme une fonctionnelle de la densité locale à un corps $\rho(r)$. La distribution de la densité dans un noyau à l'état fondamental est trouvée en minimisant l'énergie totale E par rapport à $\rho(r)$.

$$E = \int \varepsilon(\rho)dV, \quad \delta E = 0 \text{ avec les contraintes}$$

$$\int \rho_n(r)dV = N, \quad \int \rho_p(r)dV = Z$$

où N et Z sont les nombres de neutrons et de protons du noyau considéré. Finalement, cette méthode est équivalente à une approximation semi classique d'un calcul Hartree-Fock : c'est l'approximation de Thomas Fermi.

De nombreux auteurs ont utilisé le formalisme de la densité d'énergie pour rendre compte des propriétés globales des noyaux comme les énergies de liaison ou les rayons nucléaires [7-9,11]. Ce formalisme a aussi permis de calculer le potentiel d'interaction entre ions lourds [3-5]. Les résultats obtenus par ces calculs donnent généralement un accord assez bon avec l'expérience.

Tous ces calculs sont faits en supposant que le noyau est à une température nulle. Dans la suite nous nous intéresserons à l'extension du formalisme de la densité d'énergie à température finie.

Dans la fonctionnelle à température finie, le terme d'énergie cinétique sera donné par le modèle du gaz de Fermi à une température non nulle. Ceci nous conduit à faire quelques rappels.

III.1.1. Modèle du gaz de Fermi [12]

Un gaz de Fermi est constitué de particules élémentaires de spin demi entier, ici les nucléons, n'interagissant pas. La fonction de distribution pour un tel gaz

est

$$\bar{n}_k = \frac{1}{e^{(\varepsilon_k - \mu)/KT} + 1}$$

$\bar{n}_k$ est le nombre moyen de particules dans l'état ε_k, μ est le potentiel chimique, K est la constante de Boltzmann que nous prendrons égale à 1 dans la suite, T est la température. La distribution dans l'espace des phases sera

$$dN = g \frac{4\pi\, p^2\, dp\, dV}{(2\pi\hbar)^3\, (e^{(\varepsilon-\mu)/T}+1)} \qquad (2)$$

g est le facteur de dégénérescence, dans notre calcul nous considérerons séparément les protons et les neutrons. Donc g est seulement la dégénérescence due au spin : g=2.

Dans un gaz de Fermi, l'énergie d'une particule élémentaire se réduit à son énergie cinétique $\varepsilon = p^2/2m$.

La distribution en énergie sera

$$dN_\varepsilon = \frac{2V\, m^{3/2}}{\sqrt{2}\, \pi^2\, \hbar^3} \frac{\sqrt{\varepsilon}\, d\varepsilon}{e^{(\varepsilon-\mu)/T}+1} \qquad (3)$$

d'où la densité

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mT}{\hbar^2}\right)^{3/2} J_{1/2}(\eta_o) \qquad (4)$$

et la densité d'énergie cinétique totale du gaz

$$\tau = \frac{T}{V} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} T^{5/2} J_{3/2}(\eta_o) \qquad (5)$$

où

$$J_\nu(z) = \int_o^\infty \frac{x^\nu\, dx}{1+\exp(x-z)} \qquad (6)$$

$$\eta_o = \frac{\mu}{T}$$

La densité d'entropie, s, dont nous aurons besoin par la suite, est donnée par

$$s = \frac{S}{V} = \frac{2}{3} \frac{1}{V} \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_{V,\mu} \qquad \text{(d'après [12])}$$

d'où

$$s = \frac{5}{3} \frac{\tau}{T} - \left(\frac{\mu}{T}\right)\rho \ . \qquad (7)$$

III.1.2. Formalisme de la densité d'énergie à température finie

Dans le formalisme de la densité d'énergie à température nulle la densité d'énergie en un point $\vec{r}$ du noyau s'écrit

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\rho_n)(\vec{r}),\ \rho_p(\vec{r}))$$

où $\rho_n(\vec{r})$, $\rho_p(\vec{r})$ sont les densités locales à un corps pour les neutrons et les protons.

A température finie, il est nécessaire d'utiliser la densité d'énergie libre au lieu de la densité d'énergie pour générer les densités. D'autre part, le terme d'énergie cinétique intervenant dans la fonctionnelle ne s'écrit plus d'une façon simple en fonction de la densité. En fait, les expressions (4) et (5) permettent de définir de façon implicite $\tau_i(\rho_i)$: il suffit d'inverser (4) pour obtenir η_o à T et ρ fixés puis d'injecter η_o dans (5). On remarquera que lorsque T tend vers 0, on retrouve bien l'expression classique à T = 0 :

$$\tau = \frac{3}{5}\ \frac{\hbar^2}{2m}\ (3\pi^2)^{2/3}\ \rho^{5/3}.$$

Finalement la fonctionnelle qui devra être utilisée pour trouver les densités nucléaires sera la densité d'énergie libre

$$f(\rho_n,\rho_p,\tau_n,\tau_p) = \varepsilon(\rho_n,\rho_p,\tau_n,\tau_p) - T(s_n+s_p)$$

où ε est la densité d'énergie nucléaire

s_i est la densité d'entropie

les indices n et p désignent respectivement les neutrons et les protons.

III.1.3. Choix de la fonctionnelle

Au début de ce paragraphe nous avons vu quels étaient les termes qui devaient intervenir dans la fonctionnelle. On peut choisir celle-ci comme dans la référence [13] :

$$f(\rho_n,\rho_p,\tau_n,\tau_p,T) = \tau_n + \tau_p + \mathcal{V}(\rho,\alpha) + \frac{\hbar^2}{8M}\,\xi\left[(\nabla\rho)^2\right.$$

$$\left. + \theta\ (\nabla(\rho_n,\rho_p))^2\right] + \frac{e}{2}\,\rho_p\,V_c - \frac{3}{4}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} e^2\,\rho_p^{\,4/3} \qquad (8)$$

$$- T\ (s_n + s_p)$$

où $\rho = \rho_n + \rho_p$ est la densité totale

$\alpha = \dfrac{\rho_n-\rho_p}{\rho_n+\rho_p}$ est l'excès de neutrons

Le terme en $(\nabla\rho)^2$ tient compte des effets de surface. le terme $\theta(\nabla(\rho_n-\rho_p))^2$ tient

compte de la dépendance en isospin des forces nucléaires, les termes en $\rho_p\ V_c$ et $\rho_p^{4/3}$ sont les termes d'énergie coulombienne direct et d'échange (si on assimile ρ_{charge} à ρ_p) ; le dernier étant calculé d'une façon approchée ; $\mathcal{V}(\rho,\alpha)$ est l'énergie potentielle par particule dans la matière nucléaire.

$\mathcal{V}(\rho,\alpha)$ est obtenu par interpolation entre les résultats de Lombard [11] (V_L) (déterminés de façon à reproduire les propriétés de la matière nucléaire à température nulle) et un calcul pour un gaz de neutrons [14] (V_N)

$$V_L(\rho,\alpha) = (a_1 + \alpha^2 b_1)\,\rho^2 + (a_2 + \alpha^2 b_2)\,\rho^{7/3} + (a_3 + \alpha^2 b_3)\,\rho^{8/3}$$

$$V_N(\rho,\alpha) = C_1\,\rho^2 + C_2\,\rho^{1.2} + C_3\,\rho^{2.8}$$

ξ et θ sont des paramètres supposés indépendants de la température. Ceci n'est certainement pas réaliste mais nous ne connaissons pas de moyen pour connaître leur dépendance en température si elle existe. ξ et θ sont déterminés de façon à reproduire les propriétés (comme l'énergie de liaison) de noyaux connus.

$$\xi = 12.4 \qquad\qquad \theta = -4.$$

REMARQUE : Dans le cas d'un système de fermions en interaction il faut remplacer la masse m par la masse effective m^* (qui dépend de l'interaction considérée) dans les expressions (4) et (5). Pour l'interaction (ρ,α) adoptée dans ce calcul $m^* = m$.

Finalement dans l'expression (8) la dépendance en température n'intervient explicitement que dans le terme d'entropie et est contenue implicitement dans les autres termes par l'intermédiaire de ρ_i.

III.2. GENERATION DES DENSITES

III.2.1. Obtention des densités avec le modèle de Thomas Fermi chaud (HTF)

On peut obtenir les densités ρ_n, ρ_p en minimisant l'énergie libre du système total par rapport à la densité, à une température donnée avec les contraintes

$$N = \int d^3r\ \rho_n(\vec{r})$$

$$Z = \int d^3r\ \rho_p(\vec{r})$$

où N et Z sont respectivement les nombres de neutrons et de protons du noyau considéré. On doit donc écrire les équations de Lagrange correspondantes et les résoudre. Mais ceci peut s'avérer numériquement assez compliqué, c'est pourquoi dans les références [13,15] une méthode de fonction d'essai a été jugée préférable. Celle-ci a été choisie de la forme d'une fonction de Fermi

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_{oi}}{1+\exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)} \qquad (10)$$

R_i, a_i sont les paramètres à déterminer
ρ_{oi} est donné par (9).

REMARQUE : En restreignant le choix des densités à des fonctions de Fermi, on sort du cadre d'une véritable méthode de Thomas Fermi. En fait, lorsqu'on résout les équations de Lagrange à température finie on trouve qu'il n'y a pas de solution donnant $\rho(r)$ qui tende vers zéro à l'infini [6] ; ceci signifie qu'un noyau n'est pas stable par évaporation de particules à température finie. Imposer à la densité d'être du type de Fermi évite ce problème.

Sur la figure II.1.a et b sont montrées les densités ρ_n et ρ_p obtenues pour le ^{40}Ca à T=0 et T=5 MeV. On remarque que, lorsque la température croît les densités deviennent plus diffuses ainsi que l'on pouvait s'y attendre. Par contre, le rayon carré moyen ne varie que peu avec la température.

Cela avait d'ailleurs déjà été constaté par Sauer et al. [16] qui avait effectué un calcul Hartree-Fock à température finie. Malheureusement, les densités ainsi calculées présentent des bords trop abruptes par rapport à celles calculées par des méthodes Hartree Fock. Ce défaut est inhérent à l'approximation de Thomas Fermi. Or, ce sont justement les "queues" des densités qui déterminent le recouvrement des deux ions qui s'approchent lorsqu'on calcule le potentiel d'interaction. C'est donc cette partie des densités qui doit être le mieux calculée.

C'est pourquoi nous avons modifié notre calcul des densités. Nous avons utilis le modèle de Thomas Fermi Modifié (MTF) proposé dans la référence [17].

III.2.2. Le modèle de Thomas Fermi Modifié (MTF)

a) *Modèle de Thomas Fermi modifié à température nulle*

Dans l'approximation de Thomas Fermi classique le terme d'énergie cinétique de la fonctionnelle est calculé comme dans la matière nucléaire infinie, ce qui est simple mais peu satisfaisant pour les noyaux finis. En fait, l'énergie cinétique peut aussi s'exprimer de façon exacte en fonction de la densité dans le cas du noyau de ^4He. C'est en effet à T=0

$$\tau_i(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{4}\frac{(\nabla\rho_i)}{\rho_i} \quad . \tag{11}$$

D'où l'idée proposée dans [17] d'écrire la densité d'énergie cinétique comme une combinaison de la densité d'énergie cinétique dans la matière nucléaire infinie et de celle du noyau ^4He

$$\tau_i^{MTF}(r) = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\alpha(A_i)\,\rho_i^{5/3} + \beta(A_i)\,\frac{(\nabla\rho_i)^2}{\rho_i}\right) \tag{12}$$

les coefficients α, β dépendent du nombre de particules A_i et sont obtenus par un

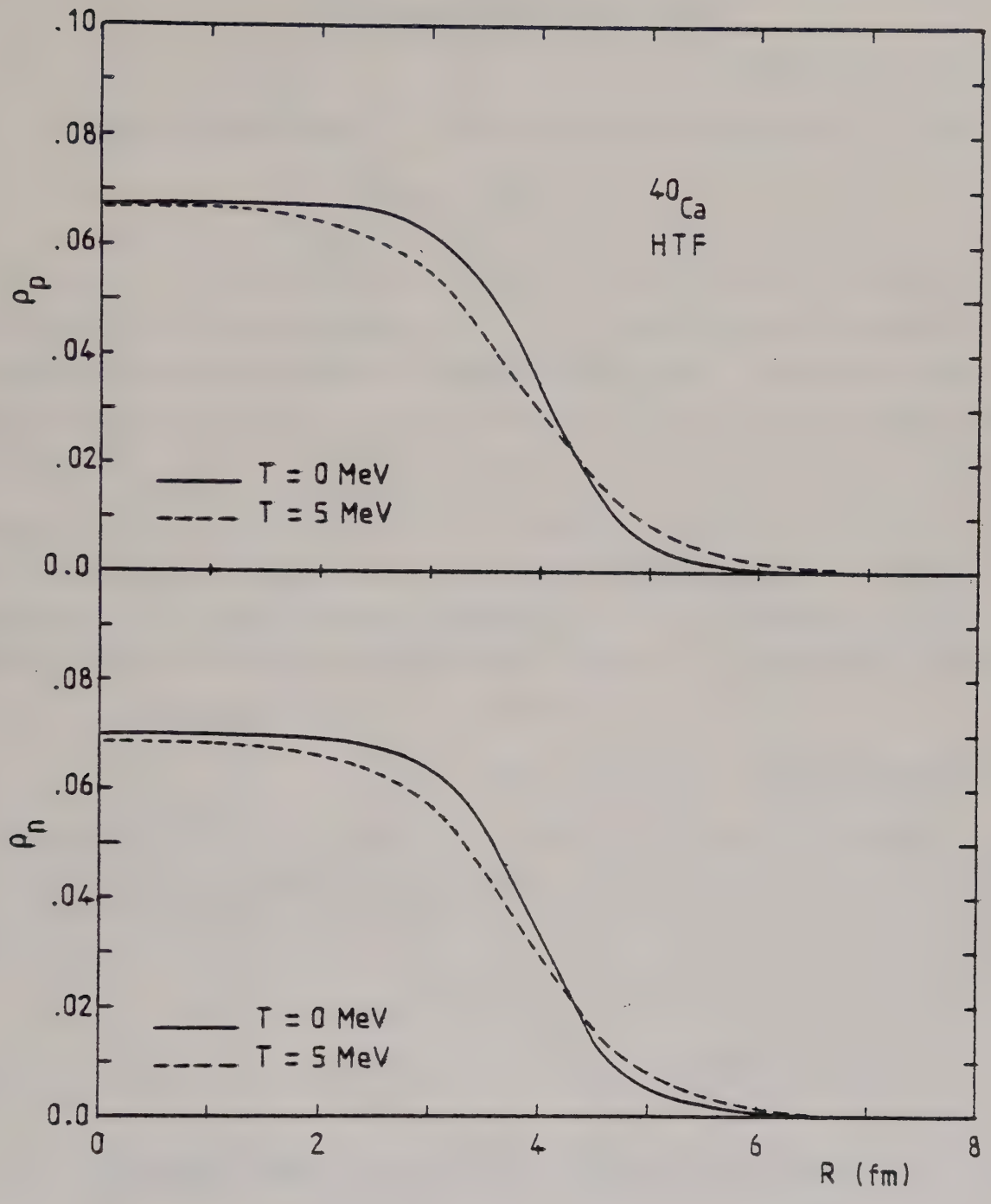


Fig. III.1a, 1b : *Densités de neutrons et de protons ρ_n, ρ_p pour le système $^{40}_{20}Ca$ pour des températures T=0 et T=5 MeV obtenues par minimisation de l'énergie libre dans le cadre du modèle de Thomas Fermi chaud.*

ajustement sur un certain nombre de noyaux [17].

$\alpha(A_i)$ peut être paramétrisé par

$$\alpha(A_i) = \alpha(\infty)\ \text{th}\ \sqrt{\frac{\beta}{5}}\ (A_i - 2)^{1/5} \tag{13}$$

avec $\alpha(\infty) = \frac{3}{5}\ (3\pi^2)^{2/3}$.

$\beta(A_i)$ est pratiquement constant dès que $A_i \gtrsim 8$ et peut s'écrire

$$\beta = \frac{1}{9}\ (\frac{m^*}{m} + \frac{1}{4}) \tag{14}$$

β dépend donc de l'interaction à travers la masse effective m^*.

Les résultats obtenus pour ^{16}O et ^{208}Pb sont présentés sur la figure III.2a et b. On peut voir que l'accord des densités MTF avec les densités obtenues par un calcul Hartree Fock est tout à fait satisfaisant en ce qui concerne les bords des densités. On peut donc s'attendre à ce qu'un potentiel d'interaction calculé à partir des densités générées par MTF donne des résultats acceptables. Sur la même figure les densités MTF sont comparées à celles obtenues par le modèle ITF. Celui-ci consiste en un développement semi-classique de l'énergie cinétique en gradients de ρ (voir la référence [17] et les références données dans [17]). On voit qu'elles présentent une épaisseur de surface trop faible par rapport aux densités Hartree Fock.

b) *Généralisation à température finie*

Le modèle de Thomas Fermi Modifié a été généralisé à température finie par M. Barranco et J. Treiner [6]. Dans ce cas la fonctionnelle est choisie de façon à retrouver l'expression (12) pour la densité d'énergie cinétique quand $T \to 0$. Le terme de volume de l'énergie cinétique (premier terme de (12)) doit être donné par une expression du type de (5). Finalement

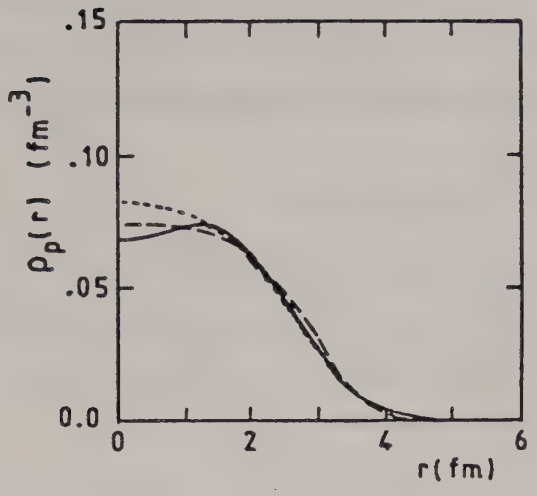
$$\tau_i(r) = \frac{\alpha(A_i)}{\alpha(\infty)}\ \frac{1}{2\pi^2}\ (\frac{2m^*}{\hbar^2})^{3/2}\ T^{5/2}\ J_{3/2}\ (\eta_i) + \frac{\hbar^2}{2m^*}\ \frac{(\nabla\rho_i)^2}{\rho_i} \tag{15}$$

où $\alpha(A_i)$ et β sont toujours donnés par (13) et (14) respectivement.

La densité d'entropie ne peut plus être donnée par l'expression (7) mais il est montré dans la référence [6] que sa nouvelle expression est

$$s_i = \frac{5}{3}\ \frac{\hbar^2}{2m^*}\ \frac{1}{T}\ (\tau_i - \beta\ \frac{(\nabla\rho_i)}{\rho_i}) - \eta_i\ \rho_i\ \frac{\alpha(A_i)}{\alpha(\infty)}). \tag{16}$$

A partir de (15) et (16) on peut donc construire une nouvelle fonctionnelle pour la densité d'énergie libre de la même façon que la fonctionnelle de l'expression (8). Comme précédemment on minimise l'énergie libre du système total en introdui-



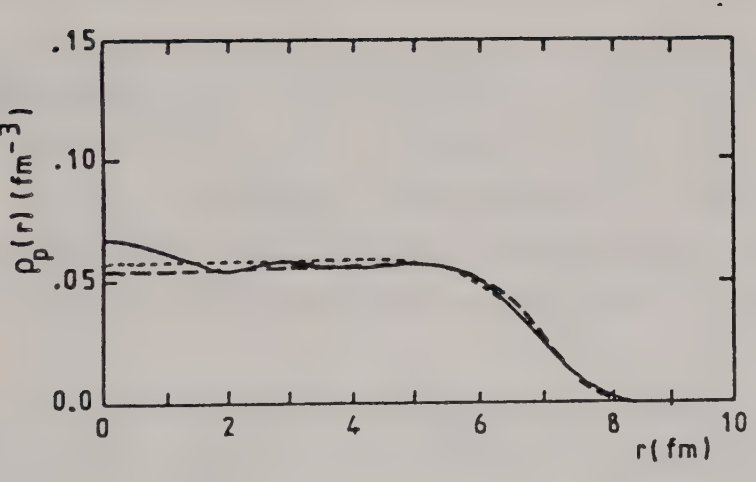


Fig. III.2a, 2b : *Densités de protons obtenues par les systèmes ^{16}O et ^{208}Pb. Le trait plein est la densité donnée par un calcul Hartree Fock. En petits et grands pointillés on observe respectivement les résultats des calculs MTF et ITF.*

sant une fonction d'essai du type de Fermi. Sur la figure III.3a et b on peut voir les densités ρ_n et ρ_p pour le noyau $^{40}_{20}Ca$ à T=0 et T=5 MeV. Comme sur la figure III.1 on peut constater que la diffusivité augmente avec la température. Cependant, le calcul utilisant le modèle MTF reproduit mieux la diffusivité à T=0 (cf. fig. III.2). On obtient donc des densités plus utilisables que dans le cas précédent pour calculer le potentiel d'interaction.

III.3. CALCUL DU POTENTIEL D'INTERACTION

III.3.1. Calcul du potentiel total d'interaction

Le potentiel d'interaction a été calculé dans le cadre de l'approximation soudaine : les densités des deux ions sont supposées rester gélées durant la collision. Le potentiel s'écrit alors

$$V(R) = \int dr \, (\varepsilon(\rho_{1n} + \rho_{2n}, \rho_{1p} + \rho_{2p}) - \varepsilon(\rho_{1n},\rho_{1p}) - \varepsilon(\rho_{2n},\rho_{2p})) \qquad (17)$$

R étant la distance séparant les centres de masse des deux noyaux,
ρ_{iq} les densités de neutrons et de protons des deux noyaux incidents.

Le potentiel d'interaction V(R) est calculé à l'aide de la densité d'énergie $\varepsilon(\rho_n,\rho_p)$ du système total et des densités d'énergie $\varepsilon(\rho_{in},\rho_{ip})$ des deux ions.

La fonctionnelle adoptée n'est pas celle déterminée au paragraphe précédent dans le cadre du modèle MTF à température finie. Nous avons préféré utiliser la même fonctionnelle que dans les références [5] et [15] pour des raisons de simplicité de calculs. Dans cette fonctionnelle, qui dans [5.15] est utilisée à température nulle, nous avons remplacé le terme d'énergie cinétique par l'expression (5) et les densités sont celles obtenues précédemment par un calcul MTF à température finie.

Ce moyen de procéder peut sembler peu cohérent. En fait, notre but n'est que de donner un aperçu semi quantitatif de ce qui se passe quand on tient compte des effets de température, ceci en faisant des calculs simples. De plus nous avons pu constater que les résultats obtenus dépendent peu de la fonctionnelle choisie.

Pour un système donné, à une température donnée, les densités $\rho_{iq})_{\substack{i=1,2 \\ q=n,p}}$ sont générées par MTF puis injectées dans la fonctionnelle $\varepsilon(\rho_{iq})$. L'expression (17) permet alors d'obtenir V(R). Celui-ci est la somme d'un terme nucléaire $V_N(R)$ et d'un terme coulombien $V_C(R)$

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R).$$

Nous avons calculé V(R) et $V_N(R)$ pour le système $^{40}Ca + ^{40}Ca$ (Fig. III.4a et b)

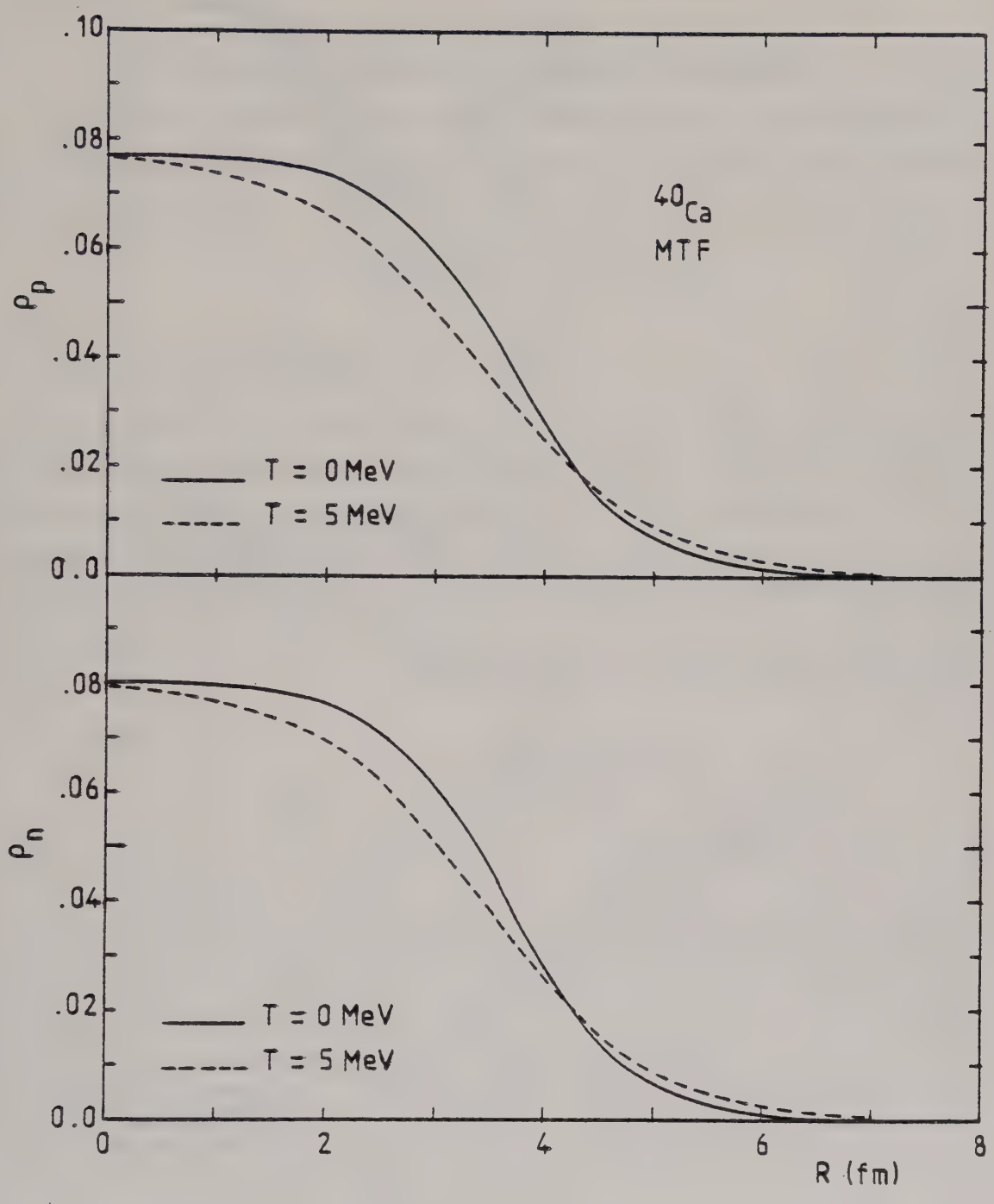
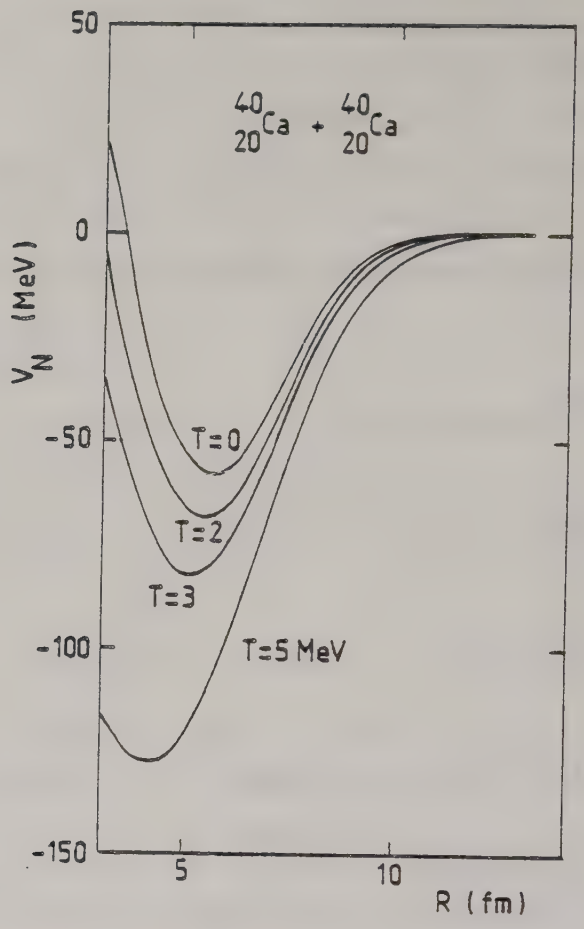


Fig. III.3a, 3b : *Id. Figure III.1 mais dans le cadre du modèle MTF à T=0 et T=5 MeV*

(a)



(b)

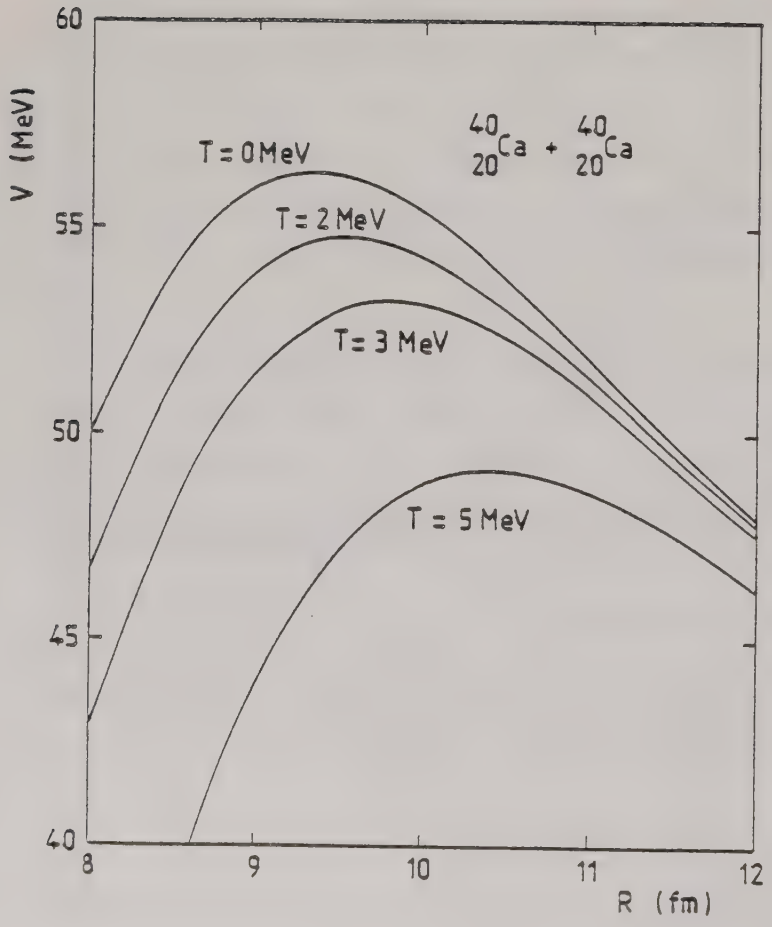


Fig. III.4a,4b : *Potentiel d'interaction total V(r) et potentiel nucléaire $V_N(R)$ obtenus à différentes températures pour le système $^{40}Ca + ^{40}Ca$.*

à différentes températures. Quand la température croît, V_N décroît et s'étend vers de plus grandes distances R. Ceci est à rapprocher de l'augmentation de la diffusivité des densités avec T. Le potentiel total V(R) (Fig. III.4b) montre une diminution et un déplacement vers les plus grands R de la barrière de fusion quand T augmente.

III.3.2. Paramétrisation du potentiel nucléaire d'interaction

Le potentiel nucléaire $V_N(R)$ a été calculé pour un grand nombre de systèmes très différents [18]. Comme dans les références [3-5] nous avons essayé de factoriser V_N sous la forme

$$V_N(S) = \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} U_N(S) \qquad (18)$$

où $S = R - \bar{r}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$.

Sur la figure III.5 nous avons reporté $U_N(S)$ pour tous les systèmes considérés à différentes températures. Nous voyons que pour chaque valeur de T, les points se répartissent selon une courbe universelle. On peut remarquer que la déviation par rapport à une courbe universelle augmente avec T. En fait (18) n'est rien d'autre qu'une forme du théorème de proximité de (19). La courbe universelle peut être paramétrisée à chaque température par une gaussienne pour $S > 0$ et une parabole pour $S < 0$.

On a donc

$$U_N(S,T) = \begin{cases} a(T)\, e^{-b(T)S^2} & S > 0 \\ d(T) + c(T)S^2 & S < 0 \end{cases}$$

où $S(T) = R - \bar{r}(T)(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$.

La dépendance en T des différents paramètres peut être approximativement reproduite par un polynôme de degré 2.

$$\begin{aligned} \bar{r}(T) &= .86 - .0119\ T^2 \\ a(T) &= -36 - 2.55\ T^2 \\ b(T) &= .2135 - .05088\ T + .003821\ T^2 \\ c &= 4.82 \end{aligned} \qquad (20)$$

III.4. SECTIONS EFFICACES DE FUSION

III.4.1. Calcul des sections efficaces de fusion

Nous venons de voir que les barrières de fusion diminuaient quand la température augmente. On s'attend donc à ce que la section efficace de fusion soit une fonction croissante de la température. Il est évident qu'on ne pourra pas faire

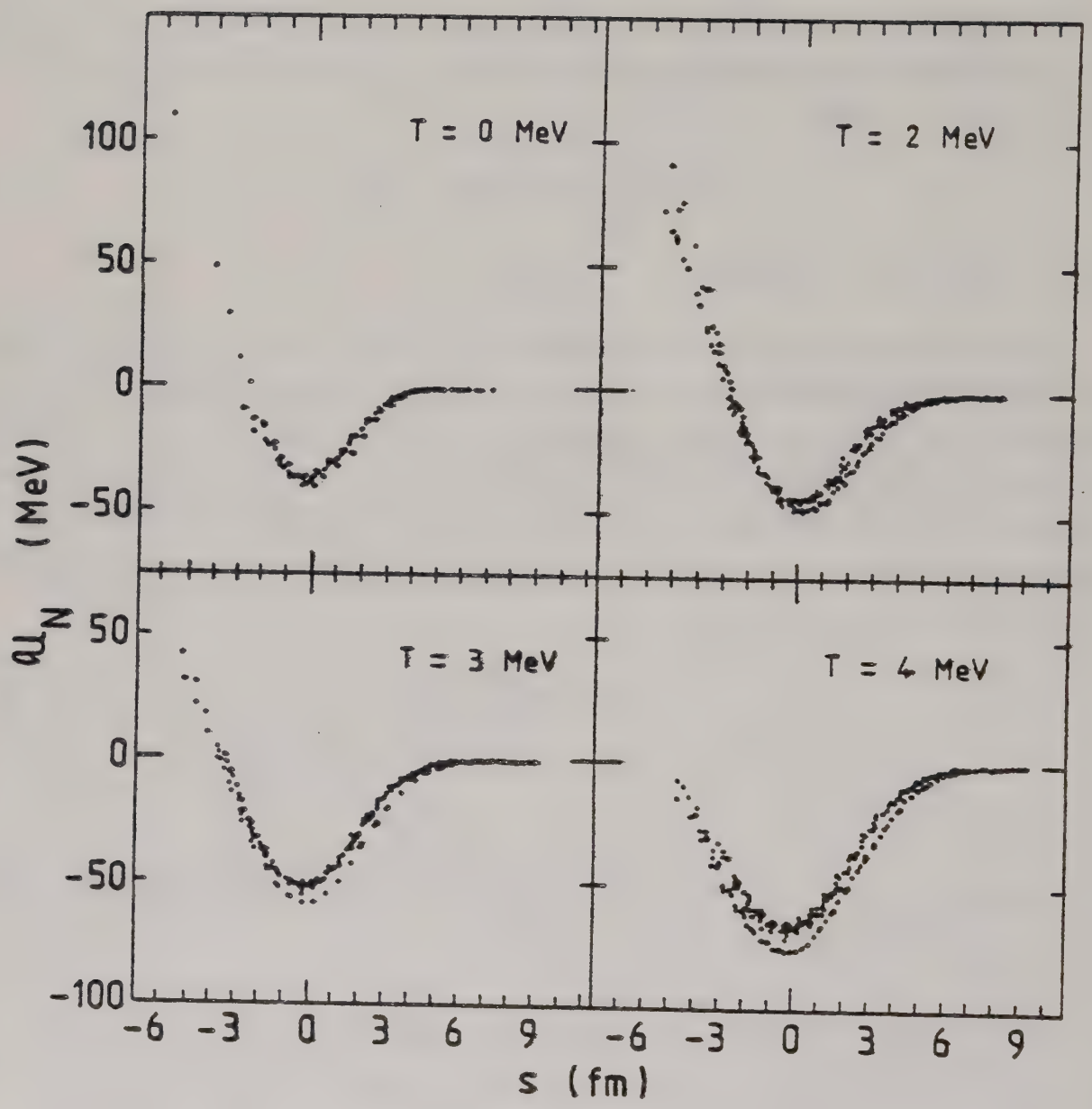


Fig. III.5 : $U_N(S)$ *obtenue à partir du potentiel d'interaction pour différentes températures. Les calculs ont été effectués pour des systèmes faisant intervenir des combinaisons des ions :* ^{40}Ca, ^{56}Fe, ^{59}Co, ^{60}Ni, ^{63}Cu, ^{116}Sn, ^{181}Ta, ^{197}Au, ^{208}Pb *et* ^{238}U.

un calcul statique des sections efficaces à température finie selon les formules (8) et (9) du Chapitre I. En effet, au cours d'une réaction, les noyaux partent avec une température nulle et s'échauffent lorsqu'ils entrent dans la région d'interaction. L'échauffement est relié à la perte d'énergie dans le mouvement relatif. Il faut donc calculer la section efficace de fusion avec un modèle dynamique.

Nous avons choisi un modèle du type de celui de Gross et Kalinowski [20] dans lequel nous avons introduit le potentiel d'interaction dépendant de la température. Celui-ci est donné par les formules (18,19,20). Comme au chapitre II, notre version diffère du modèle de la référence [20] par le terme de friction. Il nous est donné par la formule de ls dissipation à un corps de Randrup [21]. Nous avons supposé que le facteur de forme de friction ne dépendait pas de la température. Pendant la réaction, la forme de la densité évolue avec la température. Le noyau grossit et ses bords deviennent plus diffus. Le temps de réarrangement des densités est beaucoup plus court que le temps associé au mouvement relatif. Il est donc légitime, à chaque instant de la réaction, c'est-à-dire à une température donnée, d'utiliser le potentiel d'interaction calculé à cette à cette température.

Le temps de relaxation des degrés de liberté internes étant rapide, la température peut être calculée à chaque instant, au cours de la réaction, par la formule

$$\Delta E = \frac{A}{8} T^2$$

où $A = A_1 + A_2$

ΔE est la perte d'énergie.

Malheureusement, ce modèle ne reproduit pas très bien la perte d'énergie du fait que les ions sont supposés restés sphériques pendant la collision. Même au début de la réaction ΔE est sous estimée. Nous avons donc usé d'un artifice déjà utilisé dans la référence [22] : nous avons multiplié la perte d'énergie par un facteur β tel que

$$\beta = \frac{\Delta E^{exp}}{\Delta E^{calc.}}$$

afin d'avoir une perte d'énergie plus réaliste pour calculer la température. β est supposé constant au cours de la réaction.

III.4.2. Résultats

Les résultats obtenus pour différents systèmes sont présentés sur les figures III.6 à III.8. La courbe en trait pointillé correspond à la section efficace calculée avec un potentiel indépendant de la température, celle en trait plein

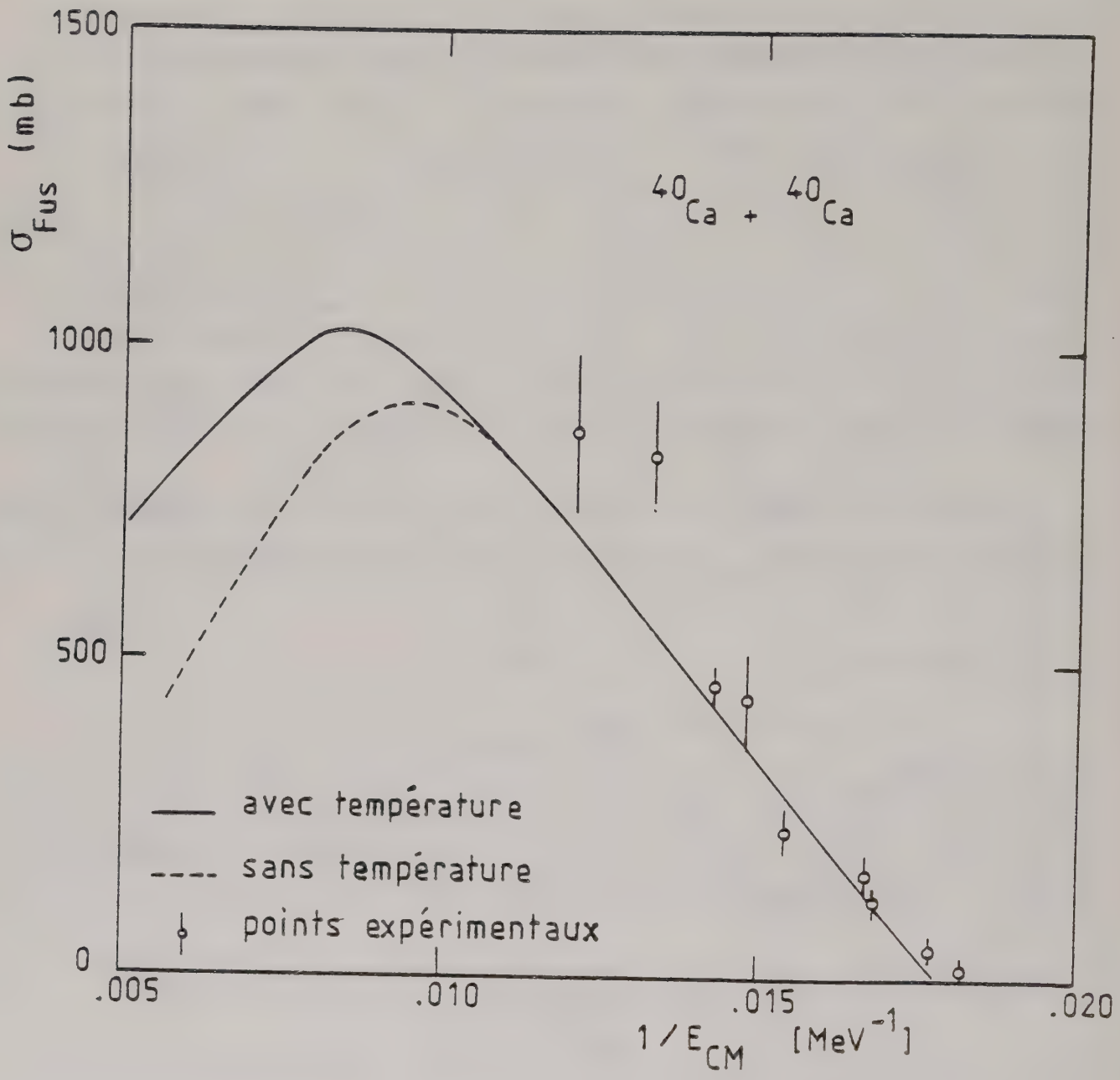


Fig. III.6 : *Section efficace de fusion en fonction de l'inverse de l'énergie dans le centre de masse pour le système $^{40}Ca + ^{40}Ca$ calculée par un calcul dynamique prenant en compte les effets de température (ligne pleine) ou les négligeant (ligne pointillée). Les points expérimentaux sont ceux de la réf.* [23].

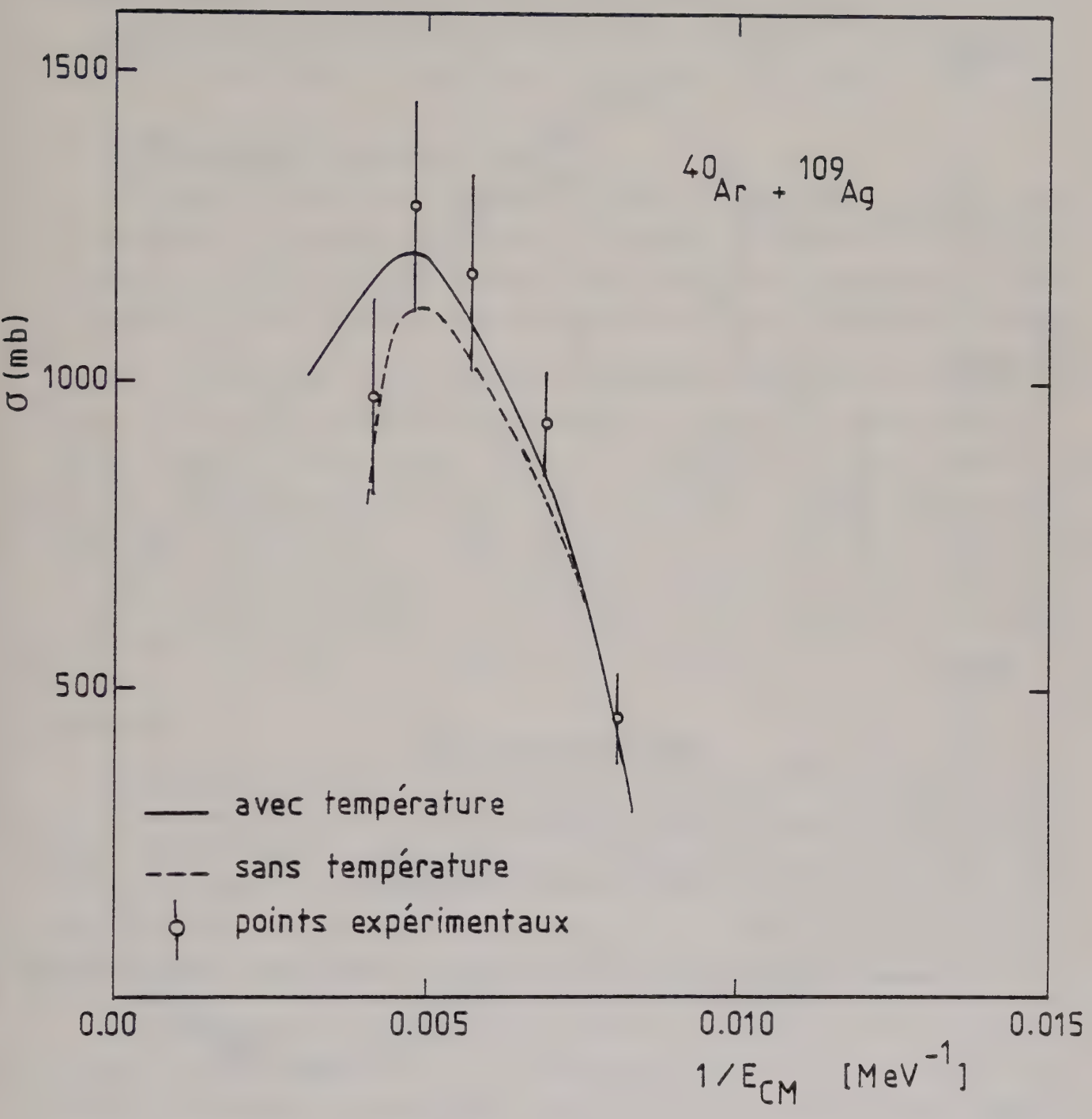


Fig. III.7 : *Id. Fig. III.6 pour le système* $^{40}Ar + ^{109}Ag$.
Les points expérimentaux proviennent de la référence [24].

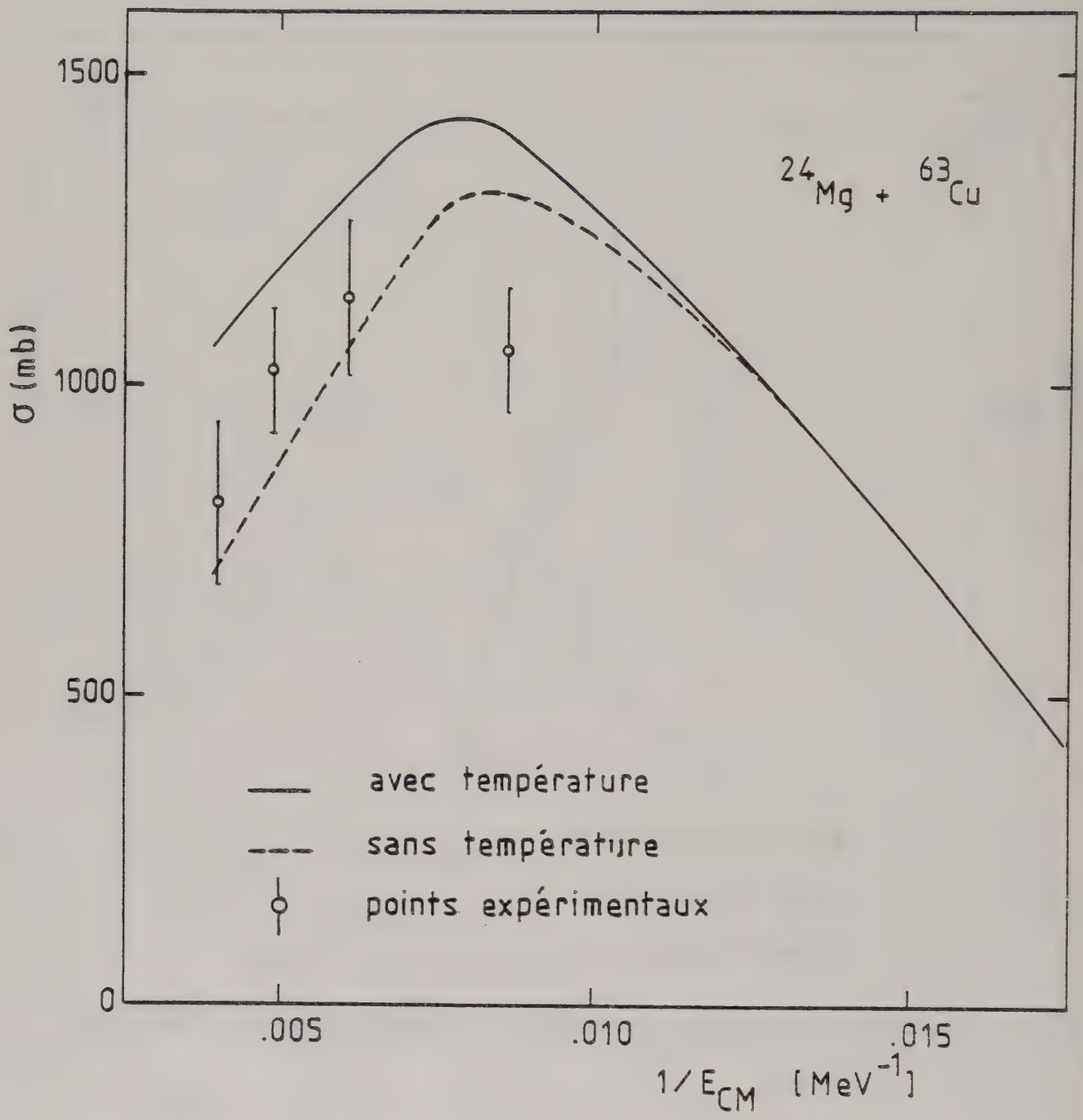


Fig. III.8 : *Id. Fig. III.6 pour le système* $^{26}Mg + {}^{63}Cu$.
Les points expérimentaux sont donnés dans la référence [25].

montre l'effet d'une dépendance en température. On constate qu'à faible énergie au-dessus de la barrière de fusion les effets de la température sont négligeables. Par contre, on observe une augmentation assez importante de la section efficace de fusion à plus haute énergie. Les points expérimentaux disponibles dans cette région d'énergie (système $^{24}Mg + ^{63}Cu$ et $^{40}Ar + ^{109}Ag$) semblent en assez bon accord avec la courbe la courbe obtenue en tenant compte de la température. Néanmoins les barres d'erreur expérimentales sont un peu trop grandes pour conclure.

III.4.3. Application au système $^{35}Cl + ^{238}U$

Au chapitre II nous avons vu que la plupart des modèles utilisés pour essayer de reproduire les résultats expérimentaux concernant le système $^{35}Cl + ^{238}U$ sous estimaient la section efficace de fusion. Nous pouvons donc espérer que la prise en compte des effets de température nous permettra d'obtenir un meilleur accord.

Sur la figure III.9 sont présentés les résultats expérimentaux et ceux du calcul avec et sans prise en compte des effets de température. Nous voyons que dans le domaine d'énergie exploré l'effet de la température est peu sensible. Nous obtenons une légère augmentation de la section efficace de fusion pour les points de plus haute énergie donc une légère amélioration de l'accord avec les points expérimentaux. Malheureusement, c'est aux basses énergies que le calcul s'écarte le plus des résultats expérimentaux et l'introduction d'une dépendance en température du potentiel d'interaction ne nous est que d'un faible secours.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons essayé de prévoir semi quantitativement l'effet de l'échauffement des noyaux lors des réactions dissipatives. Le calcul que nous avons effectué n'est pas complètement self-consistent car nous nous sommes volontairement limités à des méthodes simples. Nous avons pu en tirer quelques conclusions intéressantes concernant les barrières et les sections efficaces de fusion qui ne semblent pas en désaccord avec les résultats expérimentaux.

De nombreuses possibilités restent offertes pour améliorer notre approche des effets de température. Un calcul complètement self-consistent permettant de calculer le potentiel d'interaction à partir de la fonctionnelle MTF à température finie est en cours.

Une autre possibilité pour améliorer le calcul des sections efficaces de fusion serait d'introduire le potentiel dépendant de la température dans le modèle de la fission rapide décrit au chapitre I et qui est moins schématique que le modèle de Gross utilisé ici.

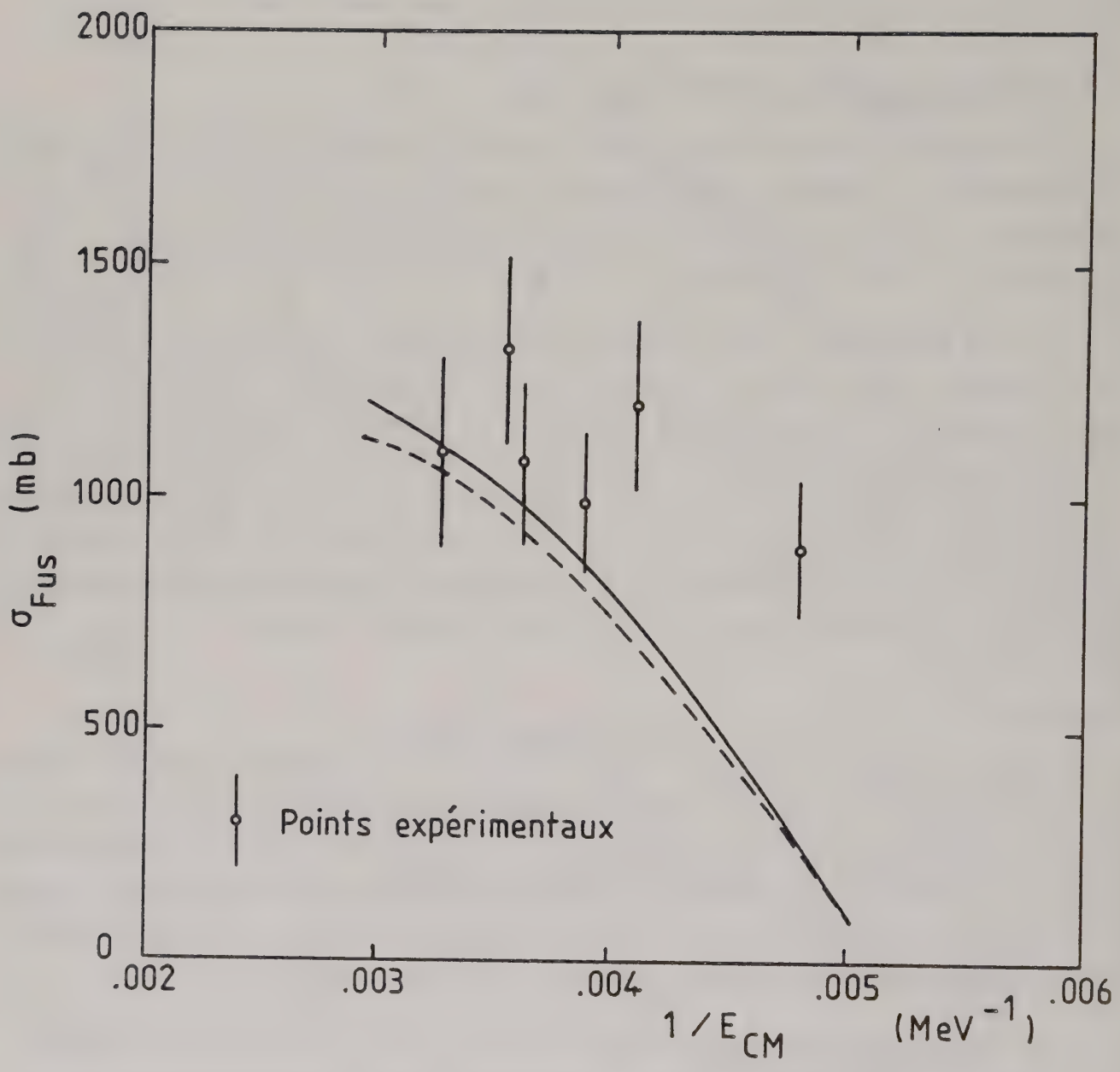


Fig. III.9 : *Id. Fig. II.6 pour le système* $^{35}Cl + ^{238}U$.
Les points expérimentaux sont ceux du Chapitre II.

Références du Chapitre III

[1] P.J. Johansen, P.J. Siemens, A.S. Jensen et H. Hofmann, Nucl. Phys. A288 (1977) 152.

[2] B. Tamain, R. Chechik, M. Fuchs, F. Hanappe, M. Morjean, C. Ngô, J. Peter, M. Dakowski, B. Lucas, C. Mazur, M. Ribrag et C. Signarbieux, Nucl. Phys. A330 (1979) 253.

[3] C. Ngô, B. Tamain, J. Galin, M. Beiner et R.J. Lombard, Nucl. Phys. A240 (1975) 353 ; C. Ngô, B. Tamain, M. Beiner, R.J. Lombard, D. Mas et M.H. Deuble Nucl. Phys. A252 (1975) 237.

[4] C. Ngô, Thèse d'Etat (1975).

[5] H. Ngô et C. Ngô, Nucl. Phys. A348 (1980) 140.

[6] M. Barranco et J. Treiner, Nucl. Phys. A351 (1981) 269.

[7] H.A. Bethe, Phys. Rev. 167 (1968) 879.

[8] K.A. Brueckner, J.R. Buchler, S. Jorna et R.J. Lombard, Phys. Rev. 171 (1968) 1188.

[9] K.A. Brueckner, J.R. Buechler, R.C. Clark et R.J. Lombard, Phys. Rev. 181 (1969) 1543.

[10] P. Hohengerg et W. Kohn, Phys. Rev. 136 (1964) B864 ; L.J. Sham et W. Kohn, Phys. Rev. 145 (1966) 561.

[11] R.J. Lombard, Ann. Phys. 77 (1973) 380.

[12] L. Landau et E. Lifchitz, Physique Statistique, Ed. Mir, Moscou (1967), Ch. V.

[13] M. Barranco et R.J. Buchler, Phys. Rev. C24 (1981) 1191.

[14] J.R. Buchler et L. Ingber, Nucl. Phys. A170 (1971) 1.

[15] E. Tomasi, S. Leray, C. Ngô, M. Barranco, X. Viñas et H. Ngô, XX Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (1982)

[16] G. Sauer, M. Chandra et U. Mosel, Nucl. Phys. A264, (1976).

[17] A. Krivine et J. Treiner, Phys. Lett. 88B (1979) 212.

[18] E. Tomasi, X.S. Chen, S. Leray, C. Ngô, M. Barranco, X. Viñas et H. Ngô, Nucl. Phys. A389 (1982) 69.

[19] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang, Ann. of Phys. 105 (1977) 427.

[20] D. Gross et H. Kalinowsli, Phys. Lett. 48B (1974) 302 ; D. Gross, M. Kalinowski et J. De, Z. Phys. A227 (1976) 385.

[21] J. Randrup, Ann. of Phys. 112 (1978) 356.

[22] U. Brosa et S. Grossmann, XIV th Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki (1981).

[23] E. Tomasi, D. Ardouin, J. Barreto, V. Bernard, B. Cauvin, C. Magnano, C. Mazu C. Ngô, E. Piasecki et M. Ribrag, Nucl. Phys. A373 (1982) 341.

[24] H.C. Britt, B.H. Erkkila, R.G. Stokes, H.H. Gutbrod, F. Plasil, R.L. Ferguso et M. Blann, Phys. Rev. C13 (1976) 1483.

[25] B. Borderie, R. Bimbot, C. Cabot, D. Gardes, L. Nowicki, B. Tamain, C. Grégoi C. Ngô, M. Berlanger et F. Hanappe, Z. Phys. A298 (1980) 235.

CONCLUSION

Au cours de ce travail nous nous sommes intéressés à quelques aspects des réactions de fusion dans les ions lourds. Lors de l'étude du système $^{35}Cl + ^{238}U$ nous avons obtenu des sections efficaces de fusion bien reproduites aux plus grandes énergies par les modèles classiques. Par contre, à plus basse énergie, les sections efficaces sont légèrement supérieures aux prédictions de ces mêmes modèles. Ceci peut être dû à une moins bonne élimination de la fission séquentielle de la quasi-cible lors de la première expérience (ce qui correspond aussi aux points de plus basse énergie).

Les largeurs des distributions de masse de fragmentation symétrique sont plus grandes que celles attendues lors de la fission du noyau composé : ceci s'explique par la présence du phénomène de fission rapide. Cependant, l'évolution de ces largeurs avec l'énergie est contraire à celle observée sur d'autres systèmes présentant de la fission rapide. Ceci semble dû à la très grande asymétrie de masse initiale de ce système. En effet, pour des systèmes très asymétriques la probabilité de former un système à un centre qui n'est pas un noyau composé puisque ℓ_{cr} est supérieur à $\ell(B_{f=0})$, est importante.

Dans la dernière partie de ce travail nous avons étudié l'effet de la température sur le potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd et sur les sections efficaces de fusion. Le modèle proposé, bien que très schématique, donne des résultats semi-qualitatifs encourageants. L'application au système $^{35}Cl + ^{238}U$ apporte une légère amélioration par rapport au modèle à température nulle.

Dans ce domaine, il reste à faire un calcul complètement self consistent permettant d'obtenir des résultats quantitatifs ; ceci est en cours.